

Georg Joos

25. Mai 1894 bis 20. Mai 1959

Viel zu früh und ganz unerwartet wurde Joos allen, die ihm nahestanden, und allen wissenschaftlichen Unternehmungen, an denen er teil hatte, entrissen, insbesondere auch der 1948 von ihm mitgegründeten Zeitschrift für angewandte Physik, deren Mitherausgeber er war und deren Hauptgeschäftsführung seit 1951 in seinen Händen lag.

Noch 3 Jahre lang, bis zum 68. Lebensjahr, wollte Joos die Tätigkeit als Ordinarius der Technischen Hochschule München fortsetzen, und wie freute er sich darauf, dann die ehrenamtliche Leitung der Kommission für Tieftemperaturforschung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften zu übernehmen. In ihrem Herrschinger Tieftemperaturinstitut hatte er zusammen mit jüngeren Mitarbeitern in den letzten Jahren schon wichtige Untersuchungen über die Metalle der seltenen Erden und anorganische Komplexe durchgeführt.

Einundeinhalb Wochen vor seinem Tode konnte Joos noch voller Freude die letzten Korrekturen der 10. Auflage seines Lehrbuches der theoretischen Physik absenden, das er vollständig neu abgefaßt hatte. Wenige Wochen vorher erschien die 7. Auflage des von ihm bearbeiteten Angererschen Buches über wissenschaftliche Photographie.

Durch hunderte von Prüfungen, durch Inanspruchnahme seitens der Deutschen Forschungsgemeinschaft sowie der Physikalischen Gesellschaft in Bayern und durch viele andere Bürden war er so überlastet, daß er in den Semesterferien nur einen „Schnellurlaub“ — wie er sagte — von einer Woche nahm, und diesen kurzen Urlaub unterbrach er sogar noch, um bei ZENNECKS Beisetzung eine Gedenkrede zu halten. — Übermenschlich war die Arbeitsleistung, die Joos sich immer zumutete, aber unvergessen wird es bleiben, was er alles für die Wissenschaft und für die Wissenschaftler tat! Unvergessen wird er seinen engeren Mitarbeitern, Schülern und Freunden bleiben, die ihn wegen seiner hohen charakterlichen und menschlichen Eigenschaften verehrten und die jetzt wie Gattin, Söhne und Töchter aufs tiefste erschüttert von ihm für immer Abschied nehmen mußten!

W. MEISSNER

Erzeugung extrem hoher Gitterdefekt-Konzentrationen bei Bestrahlung von Festkörpern in Reaktoren

VON NIKOLAUS RIEHL und RUDOLF SZIMMANN

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 7. April 1959)

Einleitung

Die Veränderung und Zerstörung von Festkörpern durch energiereiche Strahlung wird heutzutage viel untersucht und diskutiert [1].

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, wie man starke Zerstörungseffekte erreichen kann, ohne eine Strahlenquelle mit entsprechend stärkerem Fluß schneller Teilchen (etwa Materialprüf-Reaktor) zur Verfügung zu haben. Die nachstehend beschriebene Methode erlaubt es, Zerstörungseffekte der höchsten bisher erreichten Dichte bereits mit einem Neutronenfluß von nur 10^{12} bis 10^{13} Neutronen/cm² · sec zu erhalten (wie er z. B. uns am Münchener swimming-pool-Reaktor zur Verfügung steht).

Das Prinzip der Methode ist sehr einfach. Eine dünne Schicht des zu untersuchenden Stoffes wird beiderseitig mit je einer dünnen Bor-10-haltigen (oder Lithium-6-haltigen) Folie bedeckt. Zur Bestrahlung werden *langsame* Neutronen verwendet. Jedes in der Bor-10-Schicht absorbierte langsame Neutron erzeugt durch die Kernreaktion $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ ein α - und ein Li^7 -Teilchen, die den zu untersuchenden Stoff durchsetzen. Da α - und Li^7 -Teilchen pro Längeneinheit ihrer Bahn um viele Zehnerpotenzen mehr Frenkel-Defekte erzeugen als ein schnelles Neutron, muß bei dieser Bestrahlungsmethode eine Frenkel-Defekt-Dichte entstehen, die um Zehnerpotenzen höher ist, als man durch Bestrahlung mit einem gleichstarken Fluß schneller Neutronen erreichen kann.

Im folgenden wird beschrieben, in welcher Weise sich diese Methode praktisch durchführen läßt und wie groß die erzielbaren Effekte sind. Die Wirksamkeit der Methode wird eingehend an *Kupfer* ausprobiert, wobei die Frenkel-Defektbildung durch Messung des elektrischen Widerstandes verfolgt wird. Die Bestrahlungen sind zunächst nur bei Zimmertemperatur durchgeführt. — Außerdem ist ein orientierender Versuch über die Zerstörung der Lumineszenzfähigkeit von Zinksulfid bei Bestrahlung nach unserer Methode angeführt.

Eine Begrenzung der Anwendbarkeit der Methode liegt darin, daß man mit ihr nur verhältnismäßig dünne Schichten (oder Drähte) der zu untersuchenden Substanz zerstören und untersuchen kann. Ferner hat man es hier nicht mit der Wirkung von schnellen Neutronen, sondern mit der von α - und Li -Teilchen zu tun. Für viele Fragestellungen bedeutet dies jedoch keinen entscheidenden Unterschied.

Es versteht sich von selbst, daß man statt einer dünnen Schicht der zu untersuchenden Substanz auch ein dickes Stück nehmen und auf dessen Oberfläche die Bor-10- oder Lithium-6-haltige Folie auflegen kann. Zerstört wird dann nur die oberflächennahe Schicht des Stückes. Ist die zu untersuchende Substanz pulverförmig, so kann z. B. das Bor auch als Pulver (in elementarer Form oder etwa als Borsäure) der Substanz beigemischt werden. (Nach der Bestrahlung

kann das Bor gewünschtenfalls durch Schleifen, Sieben oder Lösen beseitigt werden.)

Statt mit Bor-10 kann, wie schon gesagt, die bestrahlende Substanz auch mit *Lithium-6* bedeckt werden. Die Lithium-6-Schicht liefert bei Bestrahlung mit langsamen Neutronen neben α -Teilchen auch H^3 -Teilchen. Letztere haben eine wesentlich größere Reichweite als die α -Teilchen, so daß eine tiefe Schicht der zu bestrahlenden Substanz von ihnen durchdrungen wird. Die erreichbare Gitterdefekt-Konzentration ist allerdings bei Verwendung von Li^6 kleiner als bei Verwendung von B^{10} , sofern die angewandte Neutronendosis dieselbe ist.

Die im folgenden beschriebenen Experimente wurden nur mit Bor-10 durchgeführt, die mitgeteilten Ergebnisse beziehen sich aber sowohl auf Bor-10 als auch auf Lithium-6.

Die Nützlichkeit der Methode kann sich in verschiedenen Richtungen auswirken. Zunächst kann man mit relativ bescheidenen Neutronenquellen Effekte erzielen, für die sonst mächtigere Neutronenquellen, etwa Materialprüf-Reaktoren, erforderlich sind. Bei Vorhandensein stärkerer Neutronenquellen können Rekorddichten an Frenkel-Defekten angestrebt und erreicht werden. — Nicht zuletzt dient sich die Methode in folgender Hinsicht nützlich auswirken. Bei Bestrahlung von Festkörpern bei tiefsten Temperaturen (z. B. in flüssigem Helium) kann ein Reaktor verursacht die durch die Bestrahlung bedingte Energiezufuhr zum Kühlen einige Schwierigkeiten. Wendet man die von uns beschriebene Bestrahlungsmethode an, so braucht zur Erzeugung derselben Frenkel-Defektdichten eine um Zehnerpotenzen geringeren Neutronenfluß, also die Bestrahlung in einem größeren Abstand vom Reaktorkern (oder in der thermischen Säule) vorzunehmen, so daß die störende Strahlungsenergiezufuhr zum Kühlen wesentlich geringer wird. Wir hoffen, daß unsere Zusammenarbeit mit dem Laboratorium für Temperaturforschung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften auch diese Möglichkeiten an unserem Münchener Reaktor ausprobieren zu können¹.

Durchführung der Versuche

Das Ausgangsmaterial für die zu bestrahlenden Folien bestand aus einem auf 10 μ Dicke ausgewaltes Blech aus Elektrolytkupfer, das vorher mechanisch

¹ Die Konvertierung langsamer Neutronen durch Bor-Lithium in schnelle geladene Teilchen wurde in der Festkörperlphysik bisher bei Bor-Silikatglas ausgenutzt [C. MYRBAUM, J. Appl. Phys. **29**, 1252 (1958)], sowie bei Lithiumfluorid-Kristallen [eine Literaturzusammenstellung über diese beiden ist bei J. J. GILMAN und W. G. JOHNSTON, Report No. 58-RL-1923 des General Electric Research Laboratories (April 1958) angegeben]. Ferner gibt es einige Arbeiten über die Konvertierung langsamer Neutronen für strahlungsphysikalische Untersuchungen verwendet haben [z. B. Ausnutzung der Spaltreaktion von U^{235} , P. HARTECK und S. DONDES, Z. Phys. **14**, No. 3, 66 (1956); Chem. Engng. **1958**, 55].

len im Vakuum bei 450° C ausgeheizt worden. Die Folien wurden aus diesem Blech geschnitten hatten die Maße 12 × 0,5 cm. An den Enden die- treifen wurden nach dem Aufbringen des Bors

e 1. Änderung des elektrischen Widerstandes der mit B¹⁰ bedeckten Kupferfolien

thermischer Neutronen	Widerstandsänderung
~ 10 ¹³ Neutronen/cm ²	nicht meßbar
~ 10 ¹⁵	nicht meßbar
~ 10 ¹⁶	~ 0,1 % Widerstandszunahme
~ 10 ¹⁸	~ 5 % Widerstandszunahme
~ 10 ¹⁸	~ 7 % Widerstandszunahme

re Kupferplättchen durch Punktschweißen an- acht, um sie zur Messung ihres elektrischen rstandes fest und reproduzierbar einspannen zu en.

e 2. Widerstandszunahme bestrahlter, mit B¹⁰ bedeckter upferfolien, bei verschiedenen Dicken der B¹⁰-Schicht osis thermischer Neutronen: 1,5 · 10¹⁸ Neutronen/cm²

Schichtdicke mg/cm ²	Widerstands- zunahme in %	Schichtdicke in mg/cm ²	Widerstands- zunahme in %
0,0	0,6	3,3	4,7
0,0	0,5	3,7	4,8
0,9	3,9*	3,8	4,3
1,1	4,3	3,9	5,0
1,1	4,2	4,2	5,0
1,2	4,7	4,2	5,3
2,8	4,6	4,4	4,4
2,8	4,5	4,4	3,7
2,9	4,5	5,0	4,0
3,2	4,7		

Die Widerstandszunahme ist nur von der B¹⁰(n, α) Li⁷- ion bedingt. Der Effekt der schnellen Neutronen wurde ogen.

ie Bor-10-Schicht wurde in folgender Weise auf u-Folien aufgebracht, 10 g kristallines Bor- r [2] (93 % Bor-10-Gehalt; maximale Korn- 70 μ) wurde mit 5 Gew.-% Formvar (Polyvinyl-

e 3. Widerstandszunahme bestrahlter, mit B¹⁰ bedeckter upferfolien bei verschiedenen Dicken der B¹⁰-Schicht osis thermischer Neutronen: 1,8 · 10¹⁸ Neutronen/cm²

Schichtdicke in mg/cm ²	Widerstands- zunahme in %
0,0	0,6
1,8	5,8*
3,0	7,0
3,6	7,0
5,6	6,0

Die Widerstandszunahme bezieht sich nur auf die aktion. Der Effekt der schnellen Neutronen wurde ogen.

l) und mit 200 ml des leicht flüchtigen Lösungs- ls Dichloräthylen gemischt. In einer Kugel- e wurde diese Suspension so lange mit Hart- llankugeln geschüttelt, bis die Borkörner im l nur noch 5 μ groß waren. Ein einmaliges Ein- en eines Kupferstreifens in diese Suspension gte, um ungefähr 1 mg B¹⁰/cm² aufzubringen. h mehrmaliges Tauchen kann die Dicke der Bor- nt bis auf 7 mg/cm² gesteigert werden. Dickere hten lösen sich jedoch leicht vom Kupfer ab.

Nachdem der elektrische Widerstand der so präpa- rierten Folien bei -183° C (Temperatur des flüssigen Sauerstoffes) gemessen worden war, wurden sie in enge Glasröhren gesteckt, diese evakuiert und abge- schmolzen.

Bestrahlt wurden die Folien im Münchener swim- ming-pool-Reaktor nahe dem Reaktorkern. Im Neu- tronenfluß waren deshalb auch schnelle Neutronen enthalten, die ebenfalls eine gewisse (sehr geringe) Widerstandszunahme des Kupfers bewirkten. Dieser Einfluß konnte an mitbestrahlten blanken, also nicht mit Bor bedeckten Cu-Folien bestimmt und damit bei den B¹⁰-Cu-Folien eliminiert werden.

Die Bestrahlungsdosis ist in Tabelle 1 aufgeführt. In den Tabellen 2 und 3 ist die Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Borschichtdicke an- gegeben. Das Maximum der Widerstandsänderung liegt bei rund 4 mg/cm². Bei dieser Schichtdicke ist die Kupferfolie erst völlig gleichmäßig von den B¹⁰- Körnern bedeckt.

Die Berechnung der Frenkel-Defektdichte

In der Bor-Schicht A (Abb. 1) entstehen unter Ein- wirkung thermischer Neutronen durch die Reaktion

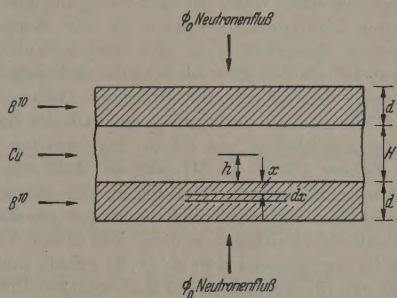


Abb. 1. Kupferfolie (Dicke H), beiderseitig mit Bor-10 bedeckt (Schicht- dicke d), in einem isotropen Fluß φ₀ thermischer Neutronen.

B¹⁰(n, α) Li⁷ schnelle α- und Li-Teilchen, die zum Teil in die Kupferfolie B eindringen. Dort erzeugen sie durch elastische Zusammenstöße mit den Cu-Gitter- atomen Frenkel-Defekte (Leerstellen und Zwischen- gitteratome). Ihre Konzentration in einer bestimmten Höhe h in der Cu-Folie soll berechnet werden.

Eine differentielle Borschicht im Abstände x bis x + dx von der Cu-Folie gibt eine α- bzw. Li⁷-Fluß- dichte dJ(x, h) an der Stelle h. Eine Bestrahlungsdosis t · dJ(x, h) [t ist die Bestrahlungszeit bei zeitlich konstantem dJ(x, h)] erzeugt dort pro Volumeneinheit

$$dN^{(1)}(x, h) = \mu(x, h) \cdot t \cdot dJ(x, h) \quad (1)$$

primäre Frenkel-Defekte. μ(x, h) ist der makroskopi- sche Wirkungsquerschnitt für die Verlagerung eines Cu-Gitteratoms durch den α- bzw. Li-Beschuß.

Im allgemeinen erhält ein primär angestoßenes Cu-Gitteratom genügend kinetische Energie, um selbst noch ν(x, h) — 1 weitere Frenkel-Defekte zu bilden, weshalb die Konzentration dN⁽¹⁾(x, h) mit ν(x, h) zu multiplizieren ist

$$dN(x, h) = \mu(x, h) \cdot \nu(x, h) \cdot t \cdot dJ(x, h). \quad (2)$$

Die Gesamtkonzentration der Frenkel-Defekte an der Stelle h in der Cu-Folie ist bei Berücksichtigung der

Beiträge aus allen Borschichten von $0 \leq x \leq d$

$$N(h) = t \int_{x=0}^d \mu(x, h) \cdot \nu(x, h) \cdot dJ(x, h). \quad (3)$$

$dJ(x, h)$ ist mit dem Neutronenfluß $\Phi(x)$ an der Stelle x in der Borschicht verknüpft durch die Beziehung

$$dJ(x, h) = \frac{1}{6} \cdot \Phi(x) \cdot \varepsilon_a \cdot dx. \quad (4)$$

ε_a ist der makroskopische Absorptionsquerschnitt der $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ -Reaktion für thermische Neutronen. Bei einem äußeren isotropen Neutronenfluß Φ_0 ist $\Phi(x)$ in erster Näherung gegeben durch

$$\Phi(x) = 0,5 \Phi_0 e^{-\varepsilon_a(d-x)} + 0,5 \Phi_0 e^{-\varepsilon_a(d+x)}. \quad (5)$$

In Gl. (5) wird angenommen, daß die Hälfte der Neutronen durch die untere, die andere Hälfte durch die obere Borschicht zu der Stelle x gelangt (Abb. 1). Gl. (5) läßt sich noch vereinfachen zu

$$\Phi(x) = 0,5 \Phi_0 e^{-\varepsilon_a d} (e^{-\varepsilon_a x} + e^{\varepsilon_a x}) \approx \Phi_0 e^{-\varepsilon_a d}, \quad (6)$$

(unabhängig von x !), da numerisch $\varepsilon_a \cdot x$ für $0 \leq x \leq R$ (R ist die Reichweite der α - bzw. Li-Teilchen in der Borschicht) eine kleine Zahl ist. Die genauere Berechnung von $\Phi(x)$ unter Berücksichtigung der Geometrie der Neutronenabsorption in der Borschicht liefert einen Ausdruck, der sehr viel komplizierter aufgebaut ist als Gl. (6). Aber numerisch liegen die (richtigeren) $\Phi(x)$ -Werte im interessierenden Gebiet $0 \leq x \leq R$ alle nur um rund 10% unterhalb der Zahlenwerte, die unmittelbar aus Gl. (6) hervorgehen.

Der Faktor $1/6$ in Gl. (4) gibt an, daß von allen mit isotroper Richtungsverteilung in der Borschicht entstehenden α - bzw. Li-Teilchen nur $1/6$ (senkrecht) in die Cu-Folie eindringen sollen. Mit dieser Vereinfachung in der Angabe von $dJ(x, h)$ erhält man für $N(h)$ aus Gl. (3) höchstens 1,5 mal weniger Frenkel-Defekte (für die Höhe $h=0$), als bei der genaueren, aber wesentlich unhandlicheren Rechnung mit Berücksichtigung der völlig isotropen Ausbreitung der α - bzw. Li-Teilchen. Zu Gunsten der leichteren Auswertbarkeit haben wir im folgenden ausschließlich die Näherungsgleichung (4) benutzt.

Der makroskopische Wirkungsquerschnitt $\mu(x, h)$ für die Verlagerung eines Cu-Gitteratoms ist gegeben durch

$$\left. \begin{aligned} \mu(x, h) &= \frac{\gamma_{Cu}}{M_{Cu}} N_L \cdot 16\pi \cdot a_0^2 Z^2 Z_{Cu}^2 \times \\ &\times \frac{M^2}{(M + M_{Cu})^2} \cdot \frac{E_R^2}{E_v} \cdot \frac{1}{T_m^2} (T_m - E_v) \\ &= \eta \cdot \frac{1}{T_m^2} (T_m - E_v) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

γ_{Cu} , M_{Cu} , Z_{Cu} sind Dichte, Atomgewicht und Kernladung des Kupferatoms; E_v ist die Verlagerungsenergie eines Cu-Gitteratoms (rund 25 eV); $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9}$ cm; $E_R = 13,54$ eV; $N_L = 6,02 \cdot 10^{23}$; M und Z sind Atomgewicht und Kernladung des schnellen Teilchens; T_m ist die maximal durch Stoß an einem Cu-Gitteratom übertragbare kinetische Energie

$$T_m = E(x, h) \cdot 4 M M_{Cu} / (M + M_{Cu})^2 = E(x, h) \cdot K. \quad (8)$$

$E(x, h)$ ist die kinetische Energie des α - oder Li-Teilchens in der Höhe h in der Cu-Folie. Diese (ortsabhängige) kinetische Energie der Teilchen ist mit

guter Näherung gegeben durch

$$E(x, h) = E_0 (1 - x/R_B - h/R_{Cu})$$

mit der Einschränkung $1 \geq x/R_B + h/R_{Cu}$.

R_B und R_{Cu} sind die Reichweiten der α - oder Li-Teilchen mit der kinetischen Anfangsenergie E_0 in Bor- bzw. Kupfer. Die Gl. (9) gibt einen linearen Zusammenhang zwischen $E(x, h)$ und x, h , was dann gut erfüllt ist, wenn es sich um Teilchen handelt mit geringerer kinetischer Energie (unter rund 3 MeV). Das ist bei den hier behandelten Reaktionen $B^{10}Li^7$ und $Li^6(n, \alpha)H^3$ erfüllt.

In Metallen wie Kupfer ist die untere Grenzenergie bis zu der die schnellen Teilchen vorwiegend durch Ionisations-Energieverluste abgebremst werden niedrig, daß sie in dieser vereinfachenden Rechnung noch nicht berücksichtigt zu werden braucht.

Voraussetzung für die Gültigkeit der Gl. (7) sind die interessierenden Stoßwirkungsquerschnitt μ ist, daß Rutherford-Stöße zwischen dem schnellen (bzw. Li) mit dem Cu-Gitteratom vorliegen. Da nachweislich in den hier auftretenden Energiebereichen überwiegend der Fall.

Der Faktor $\nu(x, h)$, der die Zahl der sekundären Frenkel-Defekte berücksichtigt, ist nach dem Modell von KINCHIN und PEASE [3]

$$\nu(x, h) = \begin{cases} 1 & \text{für } \bar{T} \leq 2 E_v \\ \bar{T}/2 E_v & \text{für } \bar{T} \geq 2 E_v \end{cases}$$

\bar{T} ist die im Mittel beim (Rutherford-)Stoß auf ein herausgeworfenes Cu-Gitteratom übertragene kinetische Energie

$$\bar{T} = \frac{T_m E_v}{T_m - E_v} \ln \frac{T_m}{E_v}.$$

Somit erhält man für $N(h)$ nach Gl. (3) bei Berücksichtigung der (speziellen und vereinfachenden) Gln. (4), (7) bis (11) und, indem man dx mit Hilfe der Gln. (8) und (9) ersetzt durch

$$dx = -\frac{R_B}{K E_0} \cdot dT_m$$

$$N(h) = \Phi_0 t e^{-\varepsilon_a d} \cdot \frac{\varepsilon_a R_B \eta}{6 K E_0} \times \left\{ \int_{E_v}^{2 E_v} \frac{1}{T_m^2} (T_m - E_v) dT_m + \frac{1}{2 E_v} \int_{2 E_v}^{T_m^*} \ln \left(\frac{T_m}{E_v} \right) \cdot dT_m \right\}$$

mit $T_m^* = K E_0 (1 - h/R_{Cu}) \geq 2 E_v$, oder in Atom-% Cu-Gitterplätze

$$n(h) = \Phi_0 t e^{-\varepsilon_a d} \cdot \frac{\varepsilon_a R_B}{6 E_0 E_v} \cdot \pi a_0^2 Z^2 Z_{Cu}^2 E_R^2 \times \left\{ \frac{M}{M_{Cu}} \left\{ 0,28 + \ln \left[\frac{K E_0}{E_v} \left(1 - \frac{h}{R_{Cu}} \right) \right]^2 \right\} \right\}.$$

Der Maximalwert von h/R_{Cu} ist unter dem Logarithmus beschränkt auf $h/R_{Cu} \leq 1 - 2 E_v / K E_0$. Für größere Werte von h/R_{Cu} ist der Zahlenwert des Logarithmus gleich 0 zu setzen. Das Ende der Frenkel-Defekterzeugung ist festgelegt durch $h/R_{Cu} = 1 - E_v / K E_0$. Da aber $E_v \ll K E_0$, sind beide Werte praktisch gleich d.h. $h_{\max} \approx R_{Cu}$.

Aus Gl. (12) ist der Verlauf von $N(h)$ für α -Li⁷-Teilchen aus der $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ -Reaktion berechnet und in Abb. 2 dargestellt. In der Tabelle 4 sind erforderlichen Zahlenwerte für diese Reaktion

Verbindung Li^6F^{19} , mit der die Cu-Folie belegt sein soll. Für die Darstellung in Abb. 3b ist die Dicke der LiF -Schicht gleich der Reichweite der H^3 -Teilchen ($6,37 \text{ mg/cm}^2$) angenommen.

Abb. 3b läßt erkennen, daß die Frenkel-Defektverteilung aus der $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$ -Reaktion homogener ist und weiter in die Cu-Folie hineinreicht als es bei der B^{10} -Reaktion in Abb. 3a der Fall ist. Der Absolutbetrag der Frenkel-Defekte ist allerdings unter den hier bei der Rechnung zugrunde gelegten Bedingungen (Schichtdicke und -material) bei der B^{10} -Reaktion rund 2,5mal größer.

Die optimale Dicke einer B^{10} - oder Li^6F -Schicht zur Erzeugung möglichst vieler Frenkel-Defekte in der

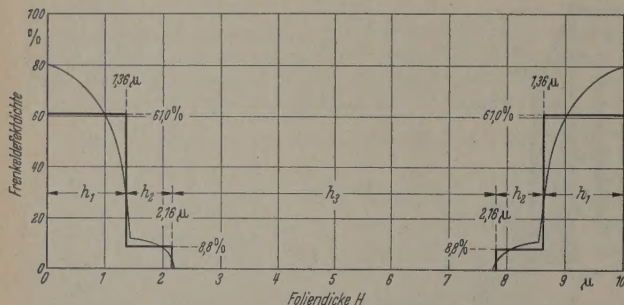


Abb. 4. Berechnete prozentuale Frenkel-Defektdichte in einer $10 \mu\text{m}$ dicken Kupferfolie, die beiderseitig mit $4 \text{ mg B}^{10}/\text{cm}^2$ bedeckt ist. Die Bestrahlungsdosis Φ_{th} ist $1,5 \cdot 10^{18}$ thermische Neutronen/ cm^2 . Die eingezeichnete Stufenfunktion dient zur Berechnung der elektrischen Widerstandsänderung der Kupferfolie

Cu-Folie liegt zwischen den Reichweiten der α - und der Li^7 -Teilchen (bzw. der H^3 - und α -Teilchen bei der Li^6 -Reaktion). In einer dünneren Schicht als der Reichweite der (längerreichweitigen) α - (bzw. H^3 -) Teilchen entspricht, werden zwar weniger Kernreaktionen durch den Neutronenfluß ausgelöst. Dafür ist aber durch die geringere Absorption die Neutronenflußdichte für die der Cu-Folie nähergelegenen B^{10} - (bzw. Li^6 -) Atome größer und damit auch die Zahl der (kürzerreichweitigen und relativ mehr Frenkel-Defekte erzeugenden) Li^7 - (bzw. α -) Teilchen.

Der Ausfall an reaktionsfähigen Atomen in der Bor- oder Lithiumfluoridschicht infolge der Zerstörung der Atome durch die Bestrahlung mit thermischen Neutronen wird erst merklich, wenn die Gesamtdosis in die Größenordnung der reziproken mikroskopischen Absorptionswirkungsquerschnitte für die $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ - bzw. $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$ -Reaktion kommt.

Die Bestimmung der Frenkel-Defektkonzentration aus der Änderung des elektrischen Widerstandes

Punktförmige Fehlstellen im regelmäßigen Aufbau des Cu-Gitters machen sich durch eine (nahezu temperaturunabhängige) Erhöhung des spezifischen elektrischen Widerstandes des Metalls bemerkbar. 1 Atom-% Frenkel-Defekte erhöht den spezifischen Widerstand des Kupfers um rund $2,5 \mu\Omega \text{ cm}$. Aus der Größe der Widerstandsänderung kann somit auf die Dichte eingelagerter Störstellen geschlossen werden.

Bei den hier ausgeführten Experimenten des Einbaus von Frenkel-Defekten durch die Kernreaktion $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ in eine $10 \mu\text{m}$ dicke Cu-Folie ist jedoch ein unmittelbarer Schluß von der gemessenen Widerstandserhöhung auf die Zahl der Defekte nicht möglich. Durch die geringe Eindringtiefe der α - ($2,2 \mu$) und vor allem der Li^7 -Teilchen ($0,84 \mu$) ist die Folie inhomogen von den Störstellen durchsetzt. Erst unter Berücksichtigung dieser örtlichen Verteilung der Defekte kann eine Aussage über die Konzentration der Frenkel-Defekte gemacht werden.

In Abb. 4 ist eine Stufenfunktion eingezeichnet, die Äquivalent des berechneten Verlaufs der Frenkel-Defektdichte zur Berechnung des Gesamtwiderstandes der strahlten Cu-Folie benutzt wurde.

Von 0 bis h_1 ist der spezifische Widerstand des Kupfers } $q_1 = q_0 + q_s$
von h_1 bis h_2 } $q_2 = q_0 + q_s$
und in der Schicht h_3 } $q_3 = q_0$

Die Dicke der Folie ist $H = 2h_1 + 2h_2 + h_3$.

q_0 ist der (temperaturabhängige) spezifische Widerstand des ungestörten Cu-Gitters, n_1 und n_2 die Konzentrationen Störstellen (in Atom-%), q_s der spezifische Widerstand 1 Atom-% dieser Störstellen. Damit ist der zu messende spezifische Widerstand q gegeben durch

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{H} \left(\frac{2h_1}{q_0 + q_s n_1} + \frac{2h_2}{q_0 + q_s n_2} + \frac{h_3}{q_0} \right)$$

und daraus

$$\frac{q_s}{q_0} = \frac{B}{A} + \sqrt{\left(\frac{B}{A}\right)^2 - \frac{C}{A}}$$

mit

$$\begin{aligned} A &= n_1 n_2 (\beta H - h_3) \\ 2B &= 2(h_1 n_2 + h_2 n_1) - (n_1 + n_2) (\beta H - h_3) \\ C &= -H(1 - \beta) \end{aligned}$$

und

$$\beta = q_0/q < 1.$$

Nur in β ist die zu messende (relative!) Widerstandsänderung durch die Bestrahlung enthalten.

Mit den Abbildungen aus Abb. 4, einer Bestrahlungsdosis von $1,5 \cdot 10^{18}$ Neutronen/ cm^2 , einer Folien-Schichtdicke von $d = 4 \text{ mg/cm}^2$ und $\beta = 0,95$ (-183°C ($q_0 = 0,33 \mu\Omega \text{ cm}$) findet man

$$q_s = 2 \cdot 10^{-3} \mu\Omega \text{ cm/Atom-% Frenkel-Defekte.}$$

Allerdings müssen an dem so berechneten spezifischen Widerstand noch einige Korrekturen angebracht werden.

1. Bei der Berechnung der Frenkel-Defektdichte wurde nicht berücksichtigt, daß die Defekte bereits bei ihrer Entstehung miteinander rekombinieren können. Infolge der hohen Dichte (80 Atom-% im Bereich von α - und Li^7 -Teilchen 15% bei α -Teilchen allein) muß man annehmen, daß ein erheblicher Teil sofort während der Bestrahlung ausheilt. Das Ausmaß dieser Rekombination ist unsicher, da noch keine Untersuchungen an derart hohen Frenkel-Defektdichten vorliegen. Es ist jedoch zu erwarten, daß von den berechneten 80% höchstens $1/10$ im Gitter erhalten bleiben.

2. Auch bei geringer Frenkel-Defektkonzentration bleibt bei Zimmertemperatur nur ein Bruchteil der bei tiefen Temperaturen stabilen Frenkel-Defekte übrig. Bei dieser „thermischen Ausheilung“ wandern vor allem die Zwischengitteratome der Frenkel-Defekte und verschwinden in Leerstellen an Versetzungen oder Korngrenzen. Bei Zimmertemperatur bleiben so nach W. OVERHAUSER [4] nur 25% der insgesamt erzeugten Frenkel-Defekte als Leerstellen übrig. (Der spezifische elektrische Widerstand für 1 Atom-% Leerstellen $1,3 \mu\Omega \text{ cm}$).

3. Aus zahlreichen Bestrahlungsversuchen mit schnellen Neutronen oder Deuteronen geht hervor, daß die Zahl der nach der einfachen Theorie berechneten Frenkel-Defekte hinsichtlich der elektrischen Widerstandsänderung um einen Faktor 5 zu hoch gefunden wird. Mit diesen Korrekturen erhält man

$$q_s = 0,4 \mu\Omega \text{ cm/Atom-% Leerstellen.}$$

Die thermische Ausheilung der Widerstandszunahme

Aus Ausheilungsversuchen an kaltbearbeitetem oder sehr schnellen Deuteronen beschossenem Kupfer weiß man, daß die bei Zimmertemperatur stabilen Defekte Leerstellen im Cu-Gitter sind. Die Aktivierungsenergie für die Wanderung dieser Leerstellen ist $1,2 \text{ eV}$ und entspricht einem Maximum der Ausheilungsgeschwindigkeit bei Temperatursversuchen rund 200°C .

Die hier beschriebene Bestrahlungsmethode für Cu-Folien soll nun derart hohe Frenkel-Defektdichten liefern, daß nahe liegt, daß auch andere Arten von Gitterstörungen (großstrukturell gestörte Bereiche, innere Spannungen in Gitter

ehen können, die den elektrischen Widerstand der Folie beeinflussen.

us diesem Grunde wurden einige bestrahlte Folien geert und ihre Widerstandsabnahme bei steigender Temperatur verfolgt. Tatsächlich nahm bei 200 bis 230° C der konstanten Aufheizgeschwindigkeit von 1°/min) der stand dieser Folien ab, aber nur 50% der ursprünglichen, die Bestrahlung erzeugte Widerstandszunahme ging bis 200° C zurück (290° C war die höchste verwendete Tempe-). Aus diesem Ergebnis geht hervor, daß außer Leer- noch wesentlich stabilere Störungen im Cu-Gitter durch extrem hohe Bestrahlung entstanden sein müssen.

Orientierender Versuch über die Wirksamkeit der Methode bei Zerstörung der Lumineszenzfähigkeit von Zinksulfid

Die Effektivität der Methode wurde in einem orientieren-Versuch auch an lumineszenzfähigem Zinksulfid auspro-

hierzu wurde eine dünne Schicht von ZnS(Cu) mit einer oben beschriebenen dünnen Bor-Schichten abgedeckt und Reaktor bestrahlt. Die ZnS-Schichtdicke und -Korngröße so bemessen, daß die ZnS-Körner von den α -Teilchen durchsetzt werden konnten.

Der Versuch, eine extrem starke Zerstörung bei lumines-fähigem Zinksulfid zu erreichen, war insofern von Inter- als man erwarten könnte, daß bei extrem hoher Dosis zerstörender Strahlung vielleicht keine vollständige Verung der Lumineszenzfähigkeit erreichbar sei, sondern folge von Rückbildungs- und Rekristallisationsvorgängen ein endlicher, wenn auch kleiner Grenzwert der Lumi-neszenzfähigkeit einstelle.

Es zeigte sich jedoch, daß bei einer Dosis an langsamen Neutronen von etwa $1,6 \cdot 10^{18}$ n/cm² die mit Bor 10 abgedeckte Schicht ihre Lumineszenzfähigkeit völlig einbüßte. Die Schicht nahm ein graues Aussehen an, was auf Aus-den von elementarem Zink hindeutet.

Zusammenfassung

1. Extrem hohe Gitterdefekt-Konzentrationen in Festkörpern können in folgender Weise erhalten wer-

Eine dünne Schicht des Festkörpers wird beider-seits mit einer dünnen Schicht von Bor 10 (oder Bor 6) bedeckt. Die Bestrahlung erfolgt mit lang-samen Neutronen am Reaktor. Jedes in der Bor 10-Schicht absorbierte langsame Neutron erzeugt ein α -Teilchen und ein Li⁷-Rückstoßteilchen, die den zu untersuchenden Festkörper durchsetzen. (In einer Bor 6-Schicht werden entsprechend α -Teilchen erzeugt). Da α -, Li⁷- und H³-Teilchen in gleicher Längeneinheit ihrer Bahn um viele Zehnerpotenzen mehr Frenkel-Defekte erzeugen als ein schnelles Neu-tron, ist bei dieser Bestrahlungsmethode die Dichte der Frenkel-Defektbildung um Zehnerpotenzen höher, als bei einer gleichstarken Fluß schneller Neu-tronen erreichen kann.

2. Die Wirksamkeit der Methode wurde eingehend an mit B¹⁰-Schichten bedecktem Kupfer ausprobiert, wobei die Frenkel-Defektbildung im Kupfer durch Messung des elektrischen Widerstandes verfolgt wurde. Außerdem ist ein orientierender Versuch an lumines-zierendem Zinksulfid ausgeführt worden. — Die Be-strahlungen erfolgten am Münchener swimming-pool-Reaktor, wobei die eingestrahlte Neutronendosis bis $1,5 \cdot 10^{18}$ n/cm² gesteigert wurde.

3. Die höchsten Dichte der Gitterdefektbildung er-gibt sich für die der Bor-Schicht am nächsten liegende Kupferschicht, die von den Li⁷-Teilchen durchsetzt wird und eine Dicke von etwa 0,84 μ hat. Hier werden — bei der höchsten von uns angewandten Neutronen-dosis — etwa 80% aller Kupferatome aus ihren Gitter-plätzen herausgestoßen. (Wegen Rekombination bleibt nur ein Bruchteil dieser Defekte erhalten.)

4. Sofern die zu zerstörende Schicht möglichst dick sein soll, ist eine Abdeckung des zu zerstörenden Festkörpers mit Li⁶ vorzuziehen. Hier ist zwar die Dichte der Frenkel-Defektbildung wesentlich geringer als bei Anwendung von B¹⁰, aber dafür kann man — dank der großen Reichweite der H³-Teilchen — recht gleichmäßig eine Festkörper-(Kupfer-)Schicht von über 30 μ Dicke zerstören.

5. Durch thermische Ausheilungsversuche wurde gezeigt, daß außer Leerstellen noch andere, wesentlich stabilere Störungen im Cu-Gitter durch extrem hohe Bestrahlung entstanden sind.

6. Mittels der neuen Methode können mit relativ bescheidenen Neutronenquellen Effekte erzielt wer-den, für die sonst mächtigere Quellen, etwa Material-prüf-Reaktoren, erforderlich sind. — Bei Vorhanden-sein stärkerer Neutronenquellen können Rekord-dichten an Gitterdefekten angestrebt und erreicht werden. — Bei Bestrahlung von Festkörpern bei tief-sten Temperaturen (z.B. in flüssigem Helium) kann die störende, durch die Reaktorstrahlung bedingte Energiezufuhr zum Kühlmittel beseitigt werden, indem man die Bestrahlung — unter Anwendung der neuen Methode — in einem größeren Abstand vom Reaktorkern vornehmen kann.

Literatur: [1] SCHMID, E., u. K. LINTNER: *Ergebn. exakt. Naturw.* 28, 302 (1955). — SEITZ, F., and J.S. KOEHLER: *Solid State Physics*, Bd. 2, S. 305. New York 1956. — DIENES, G.J., and G.H. VINEYARD: *Radiation Effects in Solids*. New York u. London 1957. — [2] Isotope Division, Harwell, Berks, England. — [3] KINCHIN, G.H., and R.S. PEASE: *Rep. Progr. Phys.* 18, 1 (1955). — [4] OVERHAUSER, W.: *Phys. Rev.* 90, 396 (1953).

Professor Dr. NIKOLAUS RIEHL und Dr. RUDOLF SZIMMANN,
Labor für Technische Physik der TH München

Energiebegrenzte Auflösung von Spektrometern für das mittlere und ferne Infrarot

Von LEO BECKMANN, ERNST FUNCK und REINHARD MECKE

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 3. April 1959)

Einleitung

Die Leistungsfähigkeit von Spektrometern für den roten Spektralbereich wird bekanntlich weniger durch den im sichtbaren Spektralbereich maßgebenden

Faktoren wie z.B. dem theoretischen Auflösungsver-mögen von Gitter oder Prisma, der Abbildungsschärfe usw. bestimmt als vielmehr von den energetischen Ver-hältnissen. Die Schwierigkeiten liegen sowohl auf der

Seite der Strahlungsquellen als auch bei den Strahlungsempfängern: die spezifische Strahlungsleistung der Temperaturstrahler fällt nach langen Wellen stark ab, gleichzeitig haben die im Infraroten ausschließlich verwendbaren thermischen Strahlungsempfänger grundsätzlich wesentlich geringere Empfindlichkeiten als die photoelektrischen Empfänger für kurzwellige Strahlung. Für ausreichende Energie am Spektrometerausgang muß man etwa oberhalb 5 bis 10 μ mit so großen Spaltweiten arbeiten, daß ein wesentlich größeres Spektralintervall durchgelassen wird als es dem theoretischen Auflösungsvermögen des Dispersionsmittels entspricht. Die Auflösung ist dann *energiebegrenzt*.

Den Zusammenhang zwischen der spektralen Spaltbreite, den energetischen Größen und den Abmessungen eines Infrarotspektrometers für den Fall

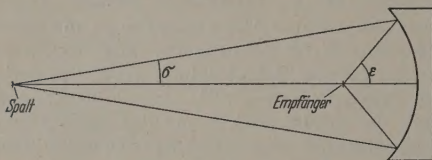


Abb. 1. Bündelöffnung im Spektrometer und am Strahlungsempfänger

der energiebegrenzten Auflösung beschreibt die zuerst von J. STRONG [1] angegebene Gl. (1):

$$d\nu_{\min} = \left(\frac{P_0}{B_v T D} \frac{lQ}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

mit: $d\nu$ = spektrale Spaltbreite (cm^{-1})

P_0 = Strahlungsleistung am Empfänger, die für ein vorgegebenes Signal/Rausch-Verhältnis erforderlich ist (Watt)

B_v = spektrale Helligkeit des Strahlers (Watt cm^{-1} Raumwinkel $^{-1}$)

ν = Wellenzahl (cm^{-1})

T = Durchlässigkeit der gesamten Optik (berücksichtigt Verluste durch Absorption, Streuung und Reflexion)

D = Winkeldispersion von Gitter bzw. Prisma ($d\beta/d\lambda$)

l = Spalllänge (cm)

Q = Bündelfläche im Monochromator (cm^2)

f = Brennweite von Kollimator und Objektiv (cm).

Die Spalte sind als gleich angenommen, Beugung und Abbildungsfehler sind vernachlässigt.

J. STRONG [1], später auch P. JACQUINOT [3] und R. G. GREENLER [2] haben Gl. (1) zum Vergleich von Spektrometern mit verschiedenen dispergierenden Mitteln wie Prismen, Gittern und Interferometern benutzt, wobei auch Unterschiede im Wirkungsgrad, der die Durchlässigkeit T vorwiegend bestimmt, diskutiert wurden. Gl. (1) gibt ferner Auskunft über die zu erwartende Wellenlängenabhängigkeit der energiebegrenzten Auflösung. In dieser für die Spektroskopie im fernen Infrarot entscheidenden Frage liegen die Verhältnisse nicht ganz so ungünstig, wie der rasche Abfall der Strahlerintensität zunächst vermuten läßt. Die Größe B_v/ν^2 bleibt für einen schwarzen Strahler im Geltungsbereich des Rayleigh-Jeansschen Strahlungsgesetzes, etwa oberhalb

10 μ , konstant, so daß die Dispersion D die wellenlängenabhängige Variable ist. Schon J. STRONG hat darauf hingewiesen, daß es nur die Abnahme der Dispersion von Gittern im fernen Infrarot ist, die energiebegrenzte Auflösung in diesem Gebiet schlechtern. STRONG hat daraus die Notwendigkeit eines großen Gitters für das fernen Infrarot gefolgert, indem die Abnahme der Dispersion D kompensieren muß. In der Tat verleitet Gl. (1) zu dem Schluß, daß durch Steigerung der geometrischen Abmessungen — also insbesondere von Q — beliebige Verkleinerungen werden kann. Nun beschreibt Gl. (1) nur den Einfluß bis zum Austrittsspalt eines Spektrometers; berücksichtigt ist, daß die Fläche des Austrittsspalts noch auf einen Strahlungsempfänger abgebildet werden muß. Im folgenden ist gezeigt, daß dadurch maßgeblichen Größen aus Gl. (1) nicht mehr unabhängig voneinander sind, und daß sich bei Darstellung der energiebegrenzten Auflösung in geeigneten Spektrometern andere Gesichtspunkte für die Auslegung der Beurteilung von Infrarotspektrometern ergeben.

1. Einbeziehung der Empfängerabmessungen

Die verkleinerte Abbildung des Spektrometers Austrittsspalts auf einen Strahlungsempfänger vergrößert den Öffnungswinkel des Strahlenbündels. Das Bildungsverhältnis wird deshalb durch die maximale mögliche Bündelöffnung am Empfänger begrenzt.

Für die Abbildung mit elliptischem Spiegel kann man ihn hier gewöhnlich verwendet, gilt näherungsweise (vgl. Abb. 1):

$$V = \frac{E}{S} \cdot \frac{2}{1 + \sqrt{E^2 + 1}}$$

Mit: V = Verkleinerungsverhältnis (Größenverhältnis von Spalt zu Spaltbild)

$2E = 2 \tan \varepsilon$ = Bündelöffnung am Empfänger

$2S = 2 \tan \sigma$ = Bündelöffnung am Spalt.

Läßt man für quadratisches Bündel einen maximalen Winkel von 100° zwischen den Diagonalstrahlen annehmen, wird:

$$E_{\max} = \frac{\tan 50^\circ}{\sqrt{2}} = 0,843$$

sowie:

$$\frac{2E}{1 + \sqrt{E^2 + 1}} = 1,42 \approx \sqrt{2}.$$

Zur Vereinfachung wird im folgenden mit $\sqrt{2}$ gearbeitet. Mithin ergibt sich für das maximale Verkleinerungsverhältnis:

$$V_{\max} = \frac{1}{S\sqrt{2}}.$$

2. Grenzwerte der spektralen Spaltbreite

Im folgenden ist quadratische Bündelfläche im Monochromator angenommen. Die Bündelfläche am Spalt ist dann:

$$2S = \sqrt{Q}f$$

(wobei wieder Q = Bündelfläche und f = Brennweite). Sind w und l Breite und Länge des Spalts, b die Breite und Höhe des Strahlungsempfängers, so

$$\frac{l_{\max}}{h} = V_{\max}, \quad \frac{w_{\max}}{b} = V_{\max} \quad (5)$$

mit Gl. (3) und (4)

$$l_{\max} = \frac{\sqrt{2} h f}{\sqrt{Q}}, \quad w_{\max} = \frac{\sqrt{2} b f}{\sqrt{Q}}. \quad (6), (6a)$$

Einsetzen des Wertes für l_{\max} in Gl. (1) liefert:

$$d\nu_{\min} = \left(W \cdot \frac{1}{D \cdot h \cdot \sqrt{2Q}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

bei der besseren Übersicht wegen

$$\frac{P_0}{(B_r/\nu^2) T} \equiv W \quad (8)$$

gesetzt wurde. W enthält Größen, die nicht durch die Spektrometergeometrie bestimmt werden, insbesondere die energetischen Größen, und hat die Dimension

Gl. (7) zeigt, daß unter der Bedingung voll ausgeleuchteter konstanter Empfängerhöhe die Bündellänge Q nur noch mit der 4. Wurzel in die Auflösung eingeht. Der Grund für diese Abweichung von Gl. (1) liegt in der Abhängigkeit der Größe l/f von der Bündellänge mit:

$$\frac{l_{\max}}{f} = \frac{h \sqrt{2}}{\sqrt{Q}}. \quad (9)$$

Bedingungs ist der so abgeleitete Maximalwert für l/f für alle Q und h verifizierbar. l/f wird praktisch durch Abbildungsfehler und durch Divergenz in Spaltung [4] begrenzt. Diese Maximalwerte für l/f liegen um 0,05 bis 0,1. Ist $(l/f)_{\max}$ ein solcher Grenzwert, so muß gelten:

$$\left\{ \begin{array}{l} l/f \leq (l/f)_{\max} \\ l/f \leq \frac{h \sqrt{2}}{\sqrt{Q}} \end{array} \right\} \quad (10)$$

Für die kleinste spektrale Spaltbreite ergibt sich:

$$\left\{ \begin{array}{l} d\nu_{\min} \geq \left(W \cdot \frac{1}{D Q (l/f)_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} \\ d\nu_{\min} \geq \left(W \cdot \frac{1}{D h \sqrt{2Q}} \right)^{\frac{1}{2}} \end{array} \right\} \quad (11)$$

Gleichheitszeichen gilt für beide Bedingungen, wenn:

$$\sqrt{Q} = \frac{h \sqrt{2}}{(l/f)_{\max}}. \quad (12)$$

Für kleinere Bündel gilt die Abhängigkeit der spektralen Spaltbreite von der 2. Wurzel, für größere von der 4. Wurzel aus Q . Man kann die Bündelfläche am Eingangspunkt als *optimale Bündelfläche* bezeichnen, die einen sinnvollen Kompromiß zwischen Aufwand und Leistung darstellt:

$$\sqrt{Q}_{\text{opt}} \equiv \frac{h \sqrt{2}}{(l/f)_{\max}}. \quad (13)$$

Es wird dabei als Funktion der Empfängerhöhe aufgeführt. Dieses Verfahren ist zunächst willkürlich, wenn man Gl. (13) auch als Bestimmungsgleichung für eine minimale Empfängerhöhe ansehen könnte, ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Empfängergrößen zum mindesten für einige Empfängertypen in engen Grenzen variabel sind und schon deshalb

im allgemeinen vorgegeben sein werden. Ferner bestimmt h über die Empfängerfläche auch den Betrag der minimal meßbaren Strahlungsleistung und geht damit in P_0 aus Gl. (1) ein. Kann P_0 proportional der Wurzel aus der Empfängerfläche gesetzt werden [5]:

$$P_0 = k \sqrt{b \cdot h} \quad (14)$$

so wird:

$$d\nu_{\min} = \left(\frac{k}{(B_r/\nu^2) T} \cdot \frac{\sqrt{b/h}}{D \sqrt{2Q}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

so daß bei gleichbleibender Form der Empfängerfläche ($b/h = \text{const}$) jede Abhängigkeit der Auflösung von den Empfängerabmessungen verschwindet. Wie leicht einzusehen ist, bleibt Gl. (12) von diesen Zusammenhängen unbeeinträchtigt. Die praktische Konsequenz geht dahin, daß man die Empfängerdaten so wählen wird, daß die höchste Güte (vgl. [5]) — der kleinste Wert für k — erreicht werden kann.

In Analogie zu Gl. (6) für die maximale Spaltlänge ergab sich in Gl. (6a) eine maximale Spaltbreite, die noch auf den Empfänger abgebildet werden kann. Dieser maximalen Spaltbreite w_{\max} entspricht eine größte spektrale Spaltbreite $d\nu_{\max}$. Den Zusammenhang vermittelt die Dispersion D :

$$D = \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{w/f}{d\nu/\nu^2}.$$

Es wird:

$$d\nu = w \cdot \frac{\nu^2}{D \cdot f}.$$

Mit Gl. (6a):

$$d\nu_{\max} = \frac{\nu^2 b \sqrt{2}}{D \sqrt{Q}}. \quad (16)$$

3. Langwellige Grenze des Spektrometers

Innerhalb des Bereichs zwischen $d\nu_{\min}$ nach Gl. (11) und $d\nu_{\max}$ nach Gl. (16) kann die spektrale Spaltbreite eingestellt werden. Die Grenzwerte sind gegenläufig wellenzahlabhängig und fallen bei abnehmender Wellenzahl schließlich zusammen. Man findet durch Gleichsetzen von Gl. (16) und (11) (für $Q = Q_{\text{opt}}$)

$$\nu^4 = (\nu_{\min})^4 = \frac{D \cdot W}{2b^2 (l/f)_{\max}}. \quad (17)$$

Dieser Fall charakterisiert die *Grenzwellenzahl* ν_{\min} , bei der die gesamte Empfängerbreite von dem Spaltbild ausgeleuchtet wird, das der energiebegrenzten Auflösung entspricht. Die Energie am Empfänger kann dann nur noch durch Vergrößerung des Eintrittsspalts gesteigert werden, sie nimmt indessen nur noch linear mit dem Spalt zu. Ein solcher Betrieb ist nur in einem relativ kleinen Spektralbereich unterhalb der Grenzwellenzahl ν_{\min} sinnvoll, da die spektrale Spaltbreite rasch zunimmt. Als Alternative bleibt nur, die Grenzwellenzahl durch Verbesserung der energiebegrenzten Auflösung, praktisch also durch Verkleinerung der nachweisbaren Strahlungsleistung unter Verwendung höherer Zeitkonstanten im Meßverstärker, herabzusetzen.

Man kann die Dispersion D eines Gitters bei Einfallswinkel- und Austrittswinkel um 30° in erster Näherung gleich der Wellenzahl setzen. Es wird dann:

$$\nu_{\min} = \left(\frac{W}{2b^2 (l/f)} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (18)$$

Schließlich interessiert die spektrale Spaltbreite bei der Grenzwellenzahl. Man findet:

$$d\nu_{\min} = d\nu_{\max} = d\nu_{\text{grenz}} = \frac{\nu_{\min}^2 \sqrt{2} \cdot b}{D \sqrt{Q}}.$$

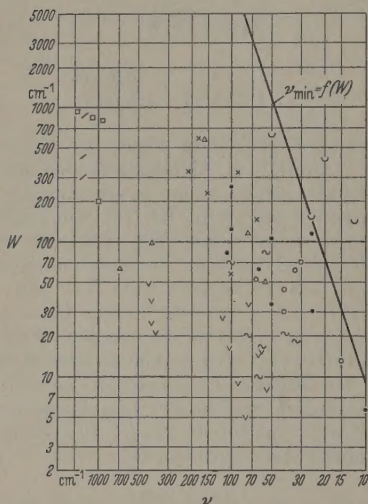


Abb. 2. Auswertung des Energiefaktors W für 8 Spektrometer. Die Werte sind aus den veröffentlichten Daten der spektralen Spaltbreiten und der Apparateabmessungen rekonstruiert. \circ H. YOSHINAGA u. Mitarb. [11], mittlere Betriebswerte, \bullet H. YOSHINAGA u. Mitarb. [11] Grenzwerte nach Tabelle 1 in [11], \sim H. W. MARSHALL, K. MIELUS, \sim E. K. PLYLER, L. R. BLAINE [10], \triangle L. GENZEL, W. ECKHARDT [7], \times R. A. OERTJEN u. Mitarb. [6], \triangle R. C. LORD, T. K. MCCUBBIN [9], \square IR 4 (Beckman Instruments), Betriebswerte, $/$ J. U. WHITE u. Mitarb. [8]

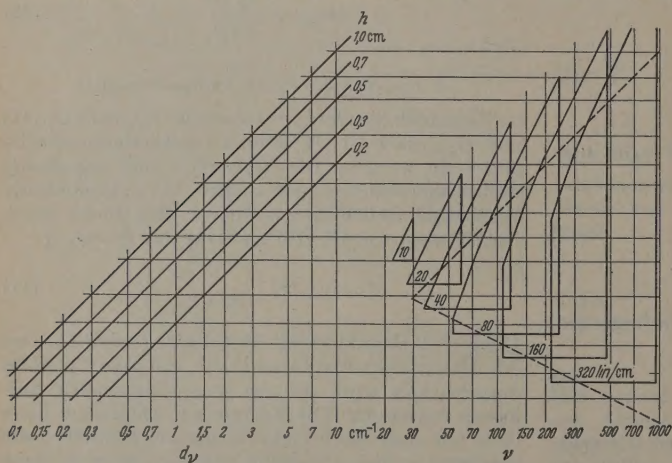


Abb. 3. Arbeitsbereiche und spektrale Spaltbreiten in einem Gitterspektrometer mit optimaler Bündelfläche, $W = 100 \text{ cm}^{-1}$, $b = 0,2 \text{ cm}$ und $l/f = 0,05$

Wiederum für $D = \nu$ sowie für $Q = Q_{\text{opt}}$:

$$d\nu_{\text{grenz}} = \frac{1}{h} \left(\frac{W \cdot b \cdot (l/f)^2}{2} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (19)$$

4. Auswertung

Für die praktische Brauchbarkeit der Gln. (11), (18) und (19) sind nur die Werte entscheidend, die Q_{opt} im Bereich der praktisch erzielbaren Werte für h und l/f annimmt. Die Tabelle zeigt die Auswertung für $h = 0,2$ bis $1,0 \text{ cm}$ und $l/f = 0,02$ bis $0,10$, wobei der besseren Übersicht wegen Werte von \sqrt{Q} einge-

tragen sind, die für quadratische Bündel der Größe bzw. Prismenhöhe entsprechen und deshalb anschaulicher sind als Q .

Tabelle. Werte der optimalen Bündelfläche ($\sqrt{Q_{\text{opt}}}$ in cm)

	$l/f = 0,02$	$0,03$	$0,05$	$0,07$	
$h = 0,2$	14,2	9,4	5,7	4,0	
$0,3$	21,2	14,2	8,5	6,1	
$[cm] 0,5$	35,4	23,6	14,2	10,1	
$0,7$	50	33,0	19,8	14,2	
$1,0$	71	47	28,3	20,2	

Wie die Tabelle zeigt, liegen die Werte von $\sqrt{Q_{\text{opt}}}$ durchaus im experimentell zugänglichen Bereich, wenn man von den höchsten Werten für kleine h und große l einmal absieht.

Zur numerischen Auswertung der übrigen Parameter ist die Kenntnis der energetischen Größen erforderlich. Wegen der großen Zahl der in W enthaltenen Parameter ist eine verlässliche Berechnung kaum möglich. W kann nur grob abgeschätzt aus Erfahrungswerten rekonstruiert werden. Handhabe dazu bietet Gl. (1), wenn die apparatbedingten Größen und die erreichte spektrale Spaltbreite des Spektrometers bekannt sind, wobei:

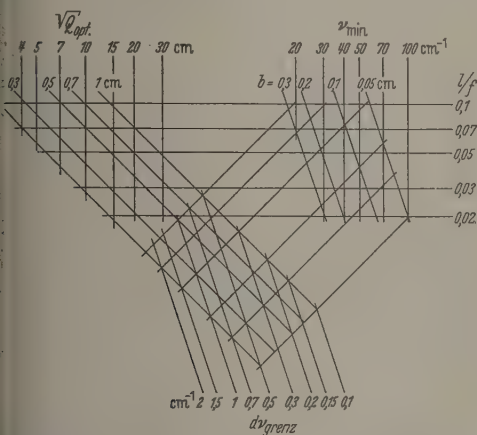
$$W = (d\nu_{\min})^2 D Q (l/f).$$

Das Ergebnis einer derartigen Auswertung ausgewählten Daten von acht Spektrometern verschiedenen Wellenzahlen zeigt Abb. 2. Wie zu erwarten war, streuen die Werte von W stark, zumal nicht versucht wurde, die Korrekturen hinsichtlich des Signal-Rausch-Verhältnisses oder der Zeitkonstante bei den Registrierungen vorzunehmen. Für solche Korrekturen, auch die spektrale Reinheit und andere Faktoren, die stark in die Dunkelheit der Spektrometeroptik eingehen, berücksichtigen müßten, reichen die veröffentlichten Daten im allgemeinen nicht aus. Die Werte aus Abb. 2 liefern aber mindestens die Größenordnung von W , mit der man in der Praxis zu rechnen hat. Ein Wert $W = 100 \text{ cm}^{-1}$, wie er im folgenden Grunde gelegt wird, entspricht einer nicht zu optimistischen Abschätzung. Die in Abb. 2 eingetragene Grenzwert $\nu_{\min} = f(W)$ ist weiter unten erläutert.

Mit $W = 100 \text{ cm}^{-1}$ ist in Abb. 3 der Bereich der spektralen Spaltbreiten nach Gl. (11) und (18) für einen Satz von Gitterkonstanten, deren Gitterkonstanten wie abgestuft sind, eingetragen. Die Spektrometernmessungen sind zu $l/f = 0,05$, $b = 0,2 \text{ cm}$ und Q_{opt} angenommen, wobei der Wert für b nur $d\nu_{\max}$ Bedeutung hat. Die senkrechten Begrenzungslinien in den Nutzungsbereichen der Gitterspektrometer sprechen dem größten und dem kleinsten Gitterwinkel, der mit 48 bzw. 9° angenommen wurde, gestrichelten Linien gelten für die Näherung $D = \nu$. Angesichts der Unsicherheit in W , wobei ein konstantes W nicht einmal die Winkel- und da-

lenzabhängigkeit der Intensität des Gitterspektrums erster Ordnung berücksichtigt, bleibt der durch die Näherung $D = v$ relativ klein.

In Abb. 4 sind die Beziehungen (13), (18) und (19) die optimale Bündelfläche, die Grenzwellenzahl die Grenzauflösung für $W = 100 \text{ cm}^{-1}$, $D = v$ mit Parametern l/f , h und b dargestellt. Für v_{\min} und v_{\max} ist $Q = Q_{\text{opt}}$ zugrunde gelegt. In Abb. 4 ist Gitterspektrometer durch ein Dreieck charakterisiert, in dem zwei Seiten durch die Werte von h und l/f die dritte durch den Schnittpunkt der l/f -Geraden dem b -Parameter gegeben sind. Die Ecken dieses



4. Optimale Bündelfläche, Grenzwellenzahl und Grenzauflösung für Spektrometer bei $W = 100 \text{ cm}^{-1}$, $D = v$, l/f , h und b als Parameter

bezeichnen die Werte für die optimale Bündelfläche Q_{opt} , die Grenzwellenzahl v_{\min} und die Spaltbreite dv_{grenz} bei der Grenzwellenzahl. Alle numerischen Werte in Abb. 3 und 4 sind nur Richtwerte anzusehen, weil W nicht genau angegeben werden kann.

5. Diskussion

Aus den oben abgeleiteten Beziehungen ergibt sich die Planung von Gitterspektrometern für das ferne Infrarot unter anderem:

Wenn auch Spektrometer mit großen Gittern (dem Bündel Q) entsprechend Gl. (15) immer höhere Leistungen zeigen sollten als kleine Spektrometer, so ist der Gewinn doch nicht so groß, daß sich der wesentliche Aufwand in allen Fällen lohnt. In Übereinstimmung damit sind die relativ guten Leistungen der Spektrometer für das ferne Infrarot, die in der Literatur beschrieben worden sind (z.B. [9], [10]). Nach Gl. (15) hat die Güte des Strahlungsfängers einen viel größeren Einfluß auf die Leistung eines Infrarotspektrometers als die Bündelfläche. Grundsätzlich sollte deshalb bei der Planung von Infrarotspektrometern von einem Strahlungs-

empfänger möglichst hoher Güte ausgegangen und mit l/f die Bündelfläche optimal daran angeschlossen werden. Ein großer Wert für l/f ist dabei immer günstig; es sollte deshalb ein Strahlengang verwendet werden, der große l/f zuläßt [12].

3. Die Grenzwellenzahl wird vorwiegend vom Energiefaktor W und von der Empfängerbreite bestimmt. Die Abhängigkeit von W ist für $Q = Q_{\text{opt}}$, $b = 0,3$ und $l/f = 0,05$ als $v_{\min} = f(W)$ in Abb. 2 mit eingetragen, die Abhängigkeit von b für $W = 100 \text{ cm}^{-1}$ ergibt sich aus Abb. 4. Es zeigt sich, daß die Grenzwellenzahl bei den oben angesetzten praktischen Werten im Spektralgebiet zwischen 100 und 500μ erreicht wird. Nachdem die maximalen Breiten der heutigen Strahlungsempfänger bei etwa 3 mm liegen, bleibt für die Gitterspektroskopie im längerwelligen Spektralbereich im allgemeinen nichts anderes übrig, als die Nachweisgrenze der Empfänger durch Arbeiten mit kleinerer Bandbreite — höherer Zeitkonstante — herabzusetzen. Als Beispiel dafür können die von H. YOSHINAGA [11] angegebenen Betriebswerte seines Spektrometers angesehen werden.

Zusammenfassung

Der Energiefluß in einem Infrarotspektrometer im Bereich der energiebegrenzten Auflösung wird unter besonderer Berücksichtigung der geometrischen Empfängerdaten beschrieben. Der maximale Öffnungswinkel des Strahlenbündels am Empfänger und die Größe der Empfängerfläche bestimmen einerseits eine optimale Größe des Dispersionselements und andererseits eine langwellige Grenze für den Betrieb des Spektrometers. Mit Erfahrungswerten für die energetischen Parameter, die durch Vergleich mehrerer in der Literatur beschriebener Spektrometer für das ferne Infrarot gewonnen sind, werden Zahlenwerte für die Grenzwellenzahl von Gitterspektrometern und die dort erreichbare Auflösung als Funktion der Abmessungen von Spektrometer und Empfänger berechnet und graphisch dargestellt.

Literatur: [1] STRONG, J.: J. Opt. Soc. Amer. **39**, 360 (1949). — [2] GREENLER, R. G.: J. Opt. Soc. Amer. **45**, 788 (1955). — [3] JACQUINOT, P.: J. Opt. Soc. Amer. **44**, 761 (1954). — [4] CZEERNY, M., u. H. RÖDER: *Ergebn. exakt. Naturw.* **17**, 70 (1938). — [5] JONES, R. C.: J. Opt. Soc. Amer. **39**, 327, 344 (1949). — [6] OETJEN, R. A., W. H. HAYNIE, W. M. WARD, R. L. HANSLER, H. E. SCHAUWECKER und E. E. BELL: J. Opt. Soc. Amer. **42**, 559 (1952). — [7] GENZEL, L., u. W. ECKHARDT: Z. Physik **139**, 578 (1954). — [8] WHITE, J. U., N. L. ALPERT, A. G. DEBELL und R. M. CHAPMAN: J. Opt. Soc. Amer. **47**, 358 (1957). — [9] LORD, R. C., and T. K. MCCUBBIN jr.: J. Opt. Soc. Amer. **47**, 689 (1957). — [10] PLYLER, E. K., and L. R. BLAINE: J. Res. Nat. Bur. Stand. **60**, 55 (1958). — [11] YOSHINAGA, H., S. FUJITA, S. MINAMI, A. MITSUISHI, R. A. OETJEN und Y. YAMADA: J. Opt. Soc. Amer. **48**, 315 (1958). — [12] FASTIE, W. M. G.: J. Opt. Soc. Amer. **42**, 641, 647 (1952).

Dipl.-Chem. LEO BECKMANN, Dr. ERNST FUNCK
und Prof. Dr. REINHARD MECKE,
Physikalisch-Chemisches Institut
der Universität Freiburg i. Br.

Über eine Neukonstruktion des Ionenrohrs für einen Drucktank-Van de Graaff-Generator

Von WERNER EYRICH

Mit 1 Textabbildung

(Eingegangen am 4. März 1959)

Die Ionenröhren, in denen die Beschleunigung von Protonen usw. durch Hochspannung vorgenommen

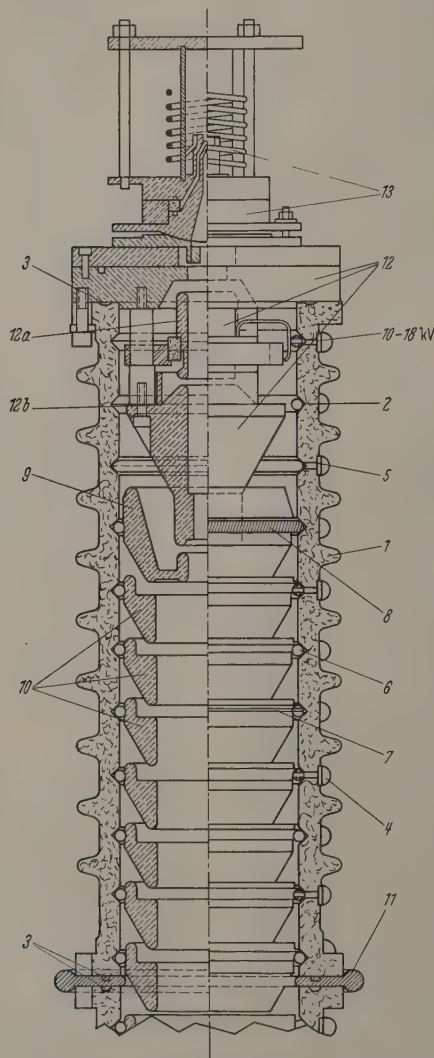


Abb. 1. Ionenrohr im Schnitt. 1 Das Porzellanrohr. 2 Eingeschliffene Dreiecksnuten; 11 Nuten in einem Teilrohr. 3 Nuten für Gummischnurringe. 4 Schrauben für die Spannungszuführung zu den Beschleunigungselektroden mit andgedrehte Dichtfläche. 5 Flachgummidichtung zwischen dem Porzellanrohr und der Spannungszuführungsschraube. 6 Gebogener zylindrischer Körper, der der Krümmung der eingeschliffenen Nuten angepaßt ist, ein 4 mm Gewinde für die Schraube 4 aufweist und auf den die Spiralfedern 8 aufgesteckt werden können. 7 Federring, der die Spiralfeder 8 vor dem Einsetzen der Blende in die eingeschliffene Nute drückt. 8 Spiralfeder in die die Elektroden eingedrückt werden. 9 Erste Beschleunigungselektrode. 10 28 Beschleunigungselektroden. 11 Eiserner Zwischenring, der zwischen die Porzellanrohre eingeschoben ist und einen Wulst aufweist. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, diese Ringe im Unterschied zur Zeichnung an den Ort zu verlegen, an dem eine Blende gehalten ist. 12 Fokussierungssystem. 12a Zweite Fokussierungselektrode, deren Potential zwischen -10 und -18 kV geregelt werden kann. 12b Dritte Fokussierungselektrode, deren Potential ungefähr $-3,5$ kV beträgt. Die angegebenen Potentiale entsprechen der Ionenenergie. Die erste und dritte Elektrode sind galvanisch miteinander verbunden. 13 Hochfrequenzionenquelle

wird, müssen zur Erzielung einer gleichmäßigen Potentialverteilung durch viele Zwischenelektroden aufgeteilt werden [1]. Diese einzelnen Elektroden werden dann über eine Spannungsteilerkette verbunden. Dazu werden entweder die Elektroden zwischen Porzellanstücke eingekittet oder mit Gummidichtungen eingebaut, oder das Rohr wird mit dem Elektrodenmaterial zusammengesintert. Letzterer Aufbau kann nur in einer Spezialfabrik angefertigt werden, während das Kitten eines Rohres sehr sorgfältig durchgeführt werden muß, damit keine Lecks, oder den vielen Kittstellen sehr schwer zu finden, auftreten. Um diesen Nachteil zu umgehen und die Anzahl der ursprünglich vorgesehenen 15 Elektroden auf 30 zu erhöhen, wurde für den Freiburger Van de GRAAFF-Generator eine neue Konstruktion für ein Beschleunigungsrohr entwickelt.

Das Beschleunigungsrohr besteht aus drei gleich aufeinanderstehenden Porzellanröhren von je 52 cm Länge und einem Innendurchmesser von 14 cm. Abb. 1 zeigt die obere Röhre mit der Ionenquelle. Außenseite ist gerippt und glasiert, während die Innenwand grob ausgeschliffen ist. Die Abbildung zeigt die insgesamt drei Röhren untereinander gestapelt mit Hilfe von Gummischnurringen in rechten Winkeln (3). Diese wurden am Anfang der Versuchsanordnung direkt zwischen die Porzellanröhren gelegt, mußten aber später Metallplatten (11) eingefügt werden, weil die Schnurringe schon bei relativ niedrigen Spannungen Durchschläge zeigten. Beim Zusammenbau werden die Röhren zunächst mit Schrauben aus Plexiglas aneinandergehalten, das Evakuieren sorgt der Luftdruck dafür, daß die Endflächen aneinander anliegen. Hierzu ist eine Anpassung von Nuttiefe und Gummischnurring notwendig.

Zur Befestigung der Zwischenelektroden sind die Innenwand der Röhre dreieckige Nuten 2, 10 mm tief eingeschliffen (2). An einer Stelle befindet sich in jeder Nut ein 5 mm Loch nach außen für die Spannungszuführung. In jeder Nut liegt eine gewinkelte Spiralfeder aus 0,4 mm rostfreiem Stahl mit einem Durchmesser von 8 mm (8). Bei diesem Durchmesser werden die Feldstärken zwischen den Spiralfederenden nicht unzulässig groß. Die Spiralfederenden sind über einen 6 mm starken Stift in der Rohrwandung entsprechend gebogenen Stift (6) gezogen, der in der Mitte ein 4 mm Gewinde zum Einschrauben einer von außen durchreichenden Schraube (4) hat. Diese hält die Spiralfeder in der Nut und dient zur Spannungszuführung und zur Abdichtung des Loches mit Hilfe einer Gummischeibe (5). Ein Stück Federdraht (7) im Innern der Spiralfeder hält diese während der Montage in die Nut hinein.

Die Blenden sind aus Vollaluminium gearbeitet und haben auf der Außenwand eine Nut eingedreht, in die die Blende in die Spirale eingedrückt werden kann. Durch diese Art der Halterung wird ein sauberes Evakuieren und Befestigen innerhalb des Beschleunigungsrohrs ermöglicht.

es erreicht. Ein beschädigtes oder verunreinigtes Rohr läßt sich in kurzer Zeit auswechseln. Bei der Montage ist auf Sauberkeit und Staubfreiheit aller Teile zu achten. Das beschriebene Ionenrohr hat sich in einer Betriebszeit von mehreren hundert Stunden bei einem Druck von 9 atü und Spannungen bis 1,5 MeV bewährt.

Zusammenfassung

Es wird über die Konstruktion eines Beschleunigungsrohrs für einen 2 MeV Drucktank-van de Graaff-generator berichtet. In das aus Porzellan bestehende Beschleunigungsrohr sind 30 einzelne Beschleuni-

gungselektroden eingebaut, deren Befestigung beschrieben wird.

Herrn Professor Dr. Th. SCHMIDT danke ich für sein Interesse an der Arbeit, Herrn Diplomphysiker EMIL WINTERER für seine eifrige Mitarbeit. Weiter danke ich Herrn Professor Dr. A. E. TRENDLENBURG dafür, daß durch seine Vermittlung die Porzellanfabrik der Firma Siemens in Redwitz die Rohre nach Zeichnung hergestellt und uns überlassen hat.

Literatur: [1] LAURITSEN and FOWLER: Phys. Rev. **59**, 241 (1941).

Dr. WERNER EYRICH,
Physikalisches Institut der Universität Freiburg

Elektronegative Gase in hohlraumhaltigen Dielektriken

VON ANDREW GEMANT

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 3. März 1959)

Elektronegative Gase haben bekanntlich eine hohe Durchschlagsfeldstärke als elektrisch inaktive Stickstoff. Es erhebt sich die Frage, in welcher Weise solche Gase in Verbindung mit hohlraumhaltigen Dielektriken wirksam sind, falls letztere für die Gase durchlässig sind. Es ist denkbar, daß hier auch eine Verbesserung in elektrischer Hinsicht zu erzielen sei. Ein typisches und für Hochspannungskabel wichtiges Dielektrikum ist ölgetränktes Papier: das Öl gestattet die Diffusion der Gase durch die Lagen. An angrenzenden benachbarter Papierstreifen sind vielfach gasgefüllte Hohlräume vorhanden, entstanden meistens durch wiederholte, periodische Temperaturschwankungen. In manchen Kabelarten befindet sich ein Dielektrikum in Stickstoff unter erhöhtem Druck; nun elektronegative Gase dem Stickstoff beigemengt sind, befinden sich mit der Zeit beide Gase in den Hohlräumen.

Die Gegenwart solcher Gase hat auf die elektrische Feldstärke des Kabels in aller Wahrscheinlichkeit keinen Einfluß, da letztere durch die Eigenschaften des Papiers und des Imprägniermittels bestimmt ist. Es ist dagegen zu erwarten, daß eine andere wesentliche Eigenschaft, nämlich die Ionisationsspannung (Anfangsspannung) durch die Gegenwart solcher Gase erhöht wird. Die Anfangsspannung wird in Kabeln als Feldstärke bezeichnet, bei welcher der Verlustfaktor eine deutliche Erhöhung erfährt; letztere wird durch die Ionisierung der gasgefüllten Hohlräume hervorgerufen. Bei jedem Maximalwert der angelegten Wechselspannung erfolgt Ionisierung in den Hohlräumen, welche letzten Endes zu Wärmeentwicklung führt: daher die Zunahme des Verlustfaktors. Eine Erhöhung der Anfangsspannung ist nun erreicht, da wiederholte Ionisierung das Dielektrikum schwächt. Es ist nun zu erwarten, daß derselbe Mechanismus, nämlich Elektronenanlagerung, der die Feldstärke des Gases erhöht, auch die Anfangsspannung im Dielektrikum erhöhen könnte.

In dieser Arbeit werden einige Experimentalergebnisse mitgeteilt, sodann Berechnungen des An-

lagerungskoeffizienten der Elektronen an die Moleküle des elektronegativen Gases.

Experimentalergebnisse

Es wurde für die Versuche mit Mineralöl getränktes Kabelpapier von 0,13 mm Stärke verwendet. Zwei elektronegative Gase, nämlich Schwefelhexafluorid, SF_6 und Perfluoropropan, C_3F_8 wurden verwendet. Das letztere ist chemisch inaktiver, wie besondere Versuche ergeben haben.

Das Versuchsstück bestand aus drei Lagen Papier, das mittlere wurde mit Schlitzfenstern versehen, welche eine größere Anzahl von Hohlräumen darstellten; das Gas konnte leicht in die Schlitzfenster eindringen. Das Versuchsstück, 0,38 mm stark, wurde in ein mit Öl gefülltes Glasgefäß gestellt, und zwar zwischen zwei ebenen kreisförmigen Elektroden, von denen die eine mit einem Schutzring versehen war. Der Durchmesser des aktiven Teiles betrug 10 cm. Das Glasgefäß befand sich in einem Exsikkator, in welchen die Gasmischung eingeleitet wurde. Zwei elektrische Leitungen, die eine koaxial, führten durch einen Gummistopfen zu einer Schering-Brücke mit welcher Verlustwinkelmessungen bei einer Frequenz von 60 Hz ausgeführt wurden. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur und einem Gesamtdruck von einer Atmosphäre ausgeführt.

Abb. 1 zeigt zwei Kurven an zwei verschiedenen Versuchsstücken, Verlustwinkel, $\tan \delta$ in Abhängigkeit von der Feldstärke, kv/cm (eff) darstellend; das Gas war Stickstoff. Der Knick ist hier scharf ausgeprägt, $\tan \delta$ nimmt von da ab stark zu. Die entsprechenden Anfangsfeldstärken betragen 27 und 31 kv/cm, im Mittel 29. Diese Werte werden im folgenden Diskussionsenteil verwendet.

Abb. 2 enthält die entsprechenden Ergebnisse für SF_6 und zwar für 10, 20 und 100 Volumprozent des Gases in Stickstoff. Die Anfangsfeldstärke zeigt sich deutlich; eine Abflachung im weiteren Verlauf ist ziemlich typisch, sie ist bedingt durch die Ionisierung aller Hohlräume, einschließlich der kleinsten [1]. Die

Anfangsfeldstärken der drei Kurven betragen 42, 47 und 52 kv/cm. Wie ersichtlich, sind diese Werte gegenüber reinem Stickstoff deutlich erhöht; eine Konzentration von nur 10% ist schon genügend um eine Erhöhung zu erzielen.

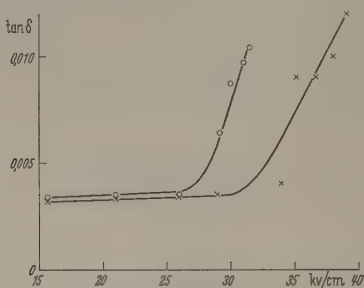


Abb. 1. Verlustwinkel $\tan \delta$ gegen Feldstärke kV_{eff}/cm von imprägniertem Papier. Gas: Stickstoff. Druck: 1 Atm

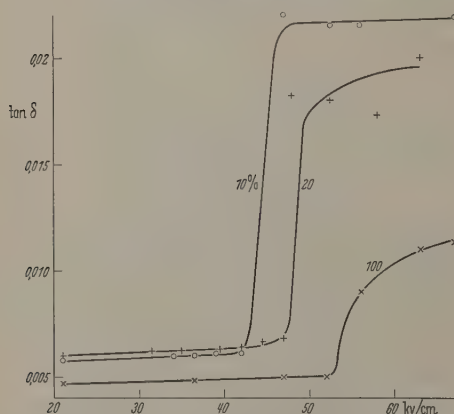


Abb. 2. Verlustwinkel $\tan \delta$ gegen Feldstärke kV_{eff}/cm , von imprägniertem Papier. Gas: SF_6 in verschiedenen Konzentrationen in N_2 . Gesamtdruck: 1 Atm

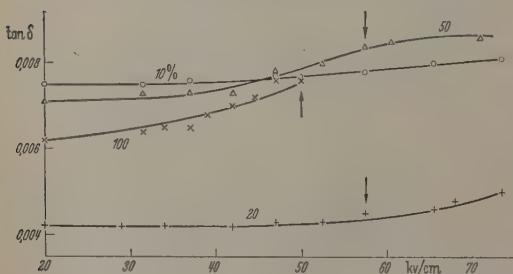


Abb. 3. Verlustwinkel $\tan \delta$ gegen Feldstärke kV_{eff}/cm , von imprägniertem Papier. Gas: C_2F_6 in verschiedenen Konzentrationen in N_2 . Gesamtdruck: 1 Atm. Pfeile zeigen beginnende Instabilität des Nullinstruments, somit die Anfangsfeldstärke

Die Daten für Perfluoropropan sind auf Abb. 3 ersichtlich; sie beziehen sich auf 10, 20, 50 und 100% in Stickstoff. Das Verhalten dieses Gases ist verschieden von den vorigen, eine scharfe Zunahme von $\tan \delta$ ist nicht vorhanden. Der Verlustwinkel nimmt in diesen Fällen nur mäßig zu. Jedoch trat in den meisten Fällen eine deutliche Instabilität des Zeigers des Nullinstruments in der Schering-Brücke auf; diese Erscheinung ist ein Zeichen beginnender Ionisierung, welche jedoch sofort unterdrückt wird, so daß eine

stabile Zunahme von $\tan \delta$ nicht erfolgt. Die sprechenden Punkte sind an drei Kurven durch \times gekennzeichnet, sie betragen 50, 58 und 58 kv. Vom Standpunkt der Verbesserung des Dielektrik ist also dieses Gas dem Schwefelhexafluorid vorzuziehen. Neuerdings ist ein weiteres Gas, Oktafluorzyklobutan, hergestellt worden; mit diesem hat fasser noch keine entsprechenden Versuche ange-

Anlagerungskoeffizient der Elektronen

Die gewonnenen Experimentalbefunde können auch theoretisch ausgewertet werden. Die gewöhnliche Theorie der Ionisierungsströme in Gasen faßt nämlich auch elektronegative Gase. Man definiert hierzu einen Anlagerungskoeffizienten η als die Anzahl von Elektronenanlagerungen pro Elektron pro Verschiebung im elektrischen Feld. Es ist demnach der makroskopische Querschnitt für Anlagerung, falls σ den molekularen Querschnitt bezeichnet, $\eta \sim p\sigma$, wo p = Druck des elektronegativen Gases, ein Elektron α neue Elektronen pro cm durch Ionisierung erzeugt (α = Townsend-Koeffizient für Ionisation), so läßt sich das Townsendsche Durchschlagskriterium für den Fall von Anlagerung erweitern, indem man α durch $(\alpha - \eta)$ ersetzt. Diese Erweiterung der Theorie wurde von PENNING [2] und später GEBALLE und REEVES [3] durchgeführt. Die Durchschlagsbedingung lautet:

$$\frac{\omega}{\alpha - \eta} (\exp(\alpha - \eta)d - 1) = 1,$$

wo ω = Summe der sekundären Ionisierungskoeffizienten, d.h. die Anzahl der Sekundärelektronen Primärelektron pro cm Verschiebung [4]; der Mechanismus ist hauptsächlich Kathodenemission der positiven Ionen und Photonen. Die Länge der Funkenstrecke ist mit d bezeichnet.

Die Theorie wie eben angedeutet bezieht sich auf reine Gase, und es ist nicht von vornherein klar, wie sie in dieser Form auch für Gasmischungen gilt. Im folgenden wird nun der Koeffizient η aus den obigen Experimentalbefunden und Gl. (1) berechnet und die Werte mit denen von HARRISON und GEBALLE [5] verglichen, die sie für CF_3SF_6 , das Homolog von SF_6 , aus Ionisierungsströmen bestimmten. Der Vergleich wird dann zeigen, ob eine Ableitung der Theorie für Mischungen notwendig ist, auch den Weg weisen, auf welchem die Änderung zunehmen wäre.

Für die Berechnung müssen die Größen α , ω und d der Gl. (1) als Funktion der Feldstärke, als die in den Versuchen bekannt sein.

Zusammenhängende Werte der Schlagweite d der Feldstärke sind auf Grund einer genauen Analyse von SCHUMANN [6] bekannt. Diese Werte sind als Kurve in Abb. 4 aufgetragen; die Abszisse ist $\log E$ (E in V_{max}/cm). Nach PASCHENS Gesetz ist E/p (p = Druck) eindeutig durch pd für ein gegebenes Gas bestimmt. Abb. 4 bezieht sich auf Luft bei Atmosphärendruck.

Der Koeffizient α als Funktion von E ist in Abb. 4 dargestellt. Für $E < 34 \cdot 10^3$ wurden Angaben von LLEWELLYN-JONES und KER [7] verwendet, für höhere E die von TOWNSEND und WHEATLEY, wie von SCHUMANN angegeben. Neuere Bestimmungen, wie die von MASCH [8] und

DERS [9] sind mit jenen Angaben in guter Übereinstimmung. Hier wieder wurde α als Funktion von E dargestellt, an Stelle von α/p und E/p , wie üblich. Verlässliche Angaben für ω im gesamten Gebiet von 0 und nicht vorhanden. Folgendes Verfahren wurde verwendet. Gl. (1) mit $\eta=0$ wurde für Luft in erster Näherung als gültig angenommen. Dies ist nicht ganz richtig, da Sauerstoff auch Elektronen anzieht. Die Durchschlagsfeldstärke von Luft ist jedoch etwas niedriger als von Stickstoff, so daß Anziehung durch Sauerstoff nur eine sekundäre Rolle spielt. HARRISON und GEBALLE fanden im hier interessierenden Gebiet $E/p \sim 60$, daß für Luft $\eta/p \sim 0,01$, während $\alpha/p \sim 0,1$; dies bestätigt die Berechtigung unserer Annahme. Demnach wurde aus der Gleichung

$$\frac{\omega}{\alpha} (\exp(\alpha d) - 1) = 1 \quad (2)$$

zusammengehörigen Werten von E , α und d , ω berechnet.

Nach dieser Berechnung ist ω/α für kleinere Werte von E/p recht niedrig, z. B. $\sim 10^{-10}$ für $E/p=40$; es steigt dann zu und wird für $E/p \leq 60$ konstant, $\sim 10^{-4}$. LEWELLYN-JONES bestimmte ω für Luft einer logarithmischen Auftragung von Strömen in Abhängigkeit von Elektrodenabstand, und der Abweichung der Kurven von Geraden; er erhielt im Gebiet $40 < E/p < 45$, $\omega/\alpha \sim 10^{-4}$. Die Ergebnisse unserer Berechnung sind für Atmosphärendruck auf der Abb. 4 dargestellt.

Um nun η aus Gl. (1) für SF_6 zu ermitteln, muß man den Wert von d in unseren Versuchen kennen. Dieser läßt sich aus der Anfangsfeldstärke auf Abb. 1, v_{eff}/cm , ermitteln. Die Gesamtspannung ist $10^3 \cdot 0,038 = 1,1 \cdot 10^3 v_{\text{eff}}$ oder $1,57 \cdot 10^3 v_{\text{max}}$. Die Feldstärke im gasgefüllten Hohlraum sei E_g , die des Papiers E_p , dann ist

$$0,013 E_g + 0,025 E_p = 1,57 \cdot 10^3$$

$$E_g = 3,5 E_p,$$

da die Dielektrizitätskonstante des imprägnierten Papiers 3,5 beträgt. Aus den beiden letzten Gleichungen ergibt sich $E_g = 83 \cdot 10^3 v_{\text{max}}/\text{cm}$. Abb. 4 gibt nun $1,5 \cdot 10^{-2}$ cm als die entsprechende Schlagweite. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Angabe des Papiers, 0,013 cm, wie zu erwarten.

Bei der Ermittlung von η aus Gl. (1) wurden die Werte von α und ω aus Abb. 4 benutzt. Dies ist sicher gerechtfertigt für 10 und 20% SF_6 in N_2 , da der größte Teil der Ionisierung vom Zusammenstoß von Elektronen mit Stickstoffmolekülen herrührt. Sogar für 100% SF_6 ist das Verfahren angenähert richtig, da α für beide Gase von derselben Größenordnung ist. HARRISON und GEBALLE fanden für $E/p \sim 60$ und das Gas CCl_2F_2 , $\alpha/p \sim 0,1$, dasselbe wie für Luft; auch der Steigungswinkel der Kurven α/p in Abhängigkeit von E/p ist ähnlich für beide Gase.

Die Tabelle gibt die Ergebnisse der Rechnung. Spalte 1 enthält die Prozentsätze des SF_6 , Spalte 2 die Werte von E_g nach Abb. 2, und Spalte 3 die entsprechenden Werte von E_g/p . Spalte 4 enthält die Werte von η , berechnet aus Gl. (1) mit Hilfe von Abb. 4. Spalte 5 enthält die Daten von η/p für CF_3SF_6 , entsprechend den Werten von E/p , nach HARRISON und GEBALLE.

Tabelle. Ermittlung des Anlagerungskoeffizienten η für Mischungen von SF_6 und N_2 bei Atmosphärendruck

1	2	3	4	5	6
% SF_6	E_g v/cm	E_g/p	η	η/p	η/p für CF_3SF_6
0	$83 \cdot 10^3$	109	—	—	—
10	119	157	930	1,2	1,0
20	134	176	1310	1,7	1,1
100	148	195	1620	2,1	1,4

Würde die Theorie, wie oben angedeutet, für Mischungen gültig sein, so müßten die Werte von η durch den Partialdruck des SF_6 dividiert werden um η/p zu erhalten. In diesem Fall wäre aber keine Über-

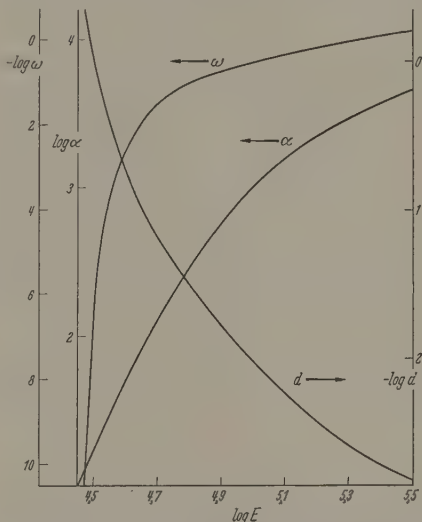


Abb. 4. Negativer Logarithmus der Schlagweite d , cm; Logarithmus des Ionisationskoeffizienten durch Elektronen α , cm^{-1} ; negativer Logarithmus des sekundären Ionisationskoeffizienten ω , cm^{-1} , gegen Logarithmus der Feldstärke E , v_{max}/cm

einstimmung mit den Zahlen der Spalte 6 vorhanden. Es ergibt sich somit, daß die Theorie, die für reine Gase abgeleitet wurde, für Mischungen nicht in dieser Form anwendbar ist. Benutzt man jedoch trotzdem Gl. (1), so hat offenbar η die Bedeutung eines effektiven Anlagerungskoeffizienten, der sich jeweils auf den Gesamtdruck der Gase bezieht. Dividiert man dementsprechend die Zahlenwerte von η durch den Gesamtdruck, 760 mm Hg, so ergeben sich die Zahlen der Spalte 5. Wenn man beachtet, daß die beiden fluorhaltigen Gase nicht identisch sind, so ist die Übereinstimmung zwischen Spalte 5 und 6 größenordnungsgemäß zufriedenstellend.

Daß der Gesamtdruck der Gase neben dem Partialdruck des elektronegativen Bestandteils für die Anlagerung der Elektronen von ausschlaggebender Bedeutung ist, hat also zur Folge, daß die Zahlenwerte von η relativ wenig mit dem Prozentsatz des SF_6 ansteigen. Dasselbe Verhalten weisen die Anfangsfeldstärken auf. Dieses Verhalten, welches praktisch von Bedeutung ist, steht im Einklang mit Befunden bezüglich des Durchschlags solcher Gas-mischungen. KUSKO [10] untersuchte den Durchschlag mit Gleichspannung und bei einem Druck von 14 Atmosphären: das Verhältnis der Festigkeiten bei 100 und 8% SF_6 in N_2 betrug nur 1,35. BERBERICH

u. Mitarb. [11] fanden ein Verhältnis von 1,5 bei negativer Stoßspannung zwischen 16 und 2% Perfluoromethylzyklohexan in N_2 .

Die Folgerung, daß der Gesamtdruck für den effektiven Anlagerungskoeffizienten von Bedeutung ist, weist darauf hin, daß bei dem Prozeß auch die inaktiven Moleküle irgendwie beteiligt sind. Eine vollständige Theorie muß sie also für den Anlagerungsvorgang berücksichtigen. Ein möglicher Mechanismus der wechselseitigen Beeinflussung der beiden Molekulararten sei hier angedeutet. Es könnte sich nämlich um eine Art von Elektronenübertragung handeln, wie sie von HARNWELL [12], HEADRICK und DUFFENDACK [13] und anderen untersucht worden ist, und die durch die Gleichung $A^- + B \rightarrow A + B^-$ dargestellt werden kann. In diesem Fall ist A^- das negative Ion, erzeugt durch Elektronenanlagerung an ein fluorhaltiges Molekül, während B ein Stickstoffmolekül ist. Das Ionisationspotential von A in diesem Fall ist kleiner als das von B , wodurch die Reaktion in der angeführten Richtung nur möglich ist, wenn die Differenz der Energien durch eine genügend hohe kinetische Energie der zusammenstoßenden Moleküle gedeckt ist. Da A^- im hohen elektrischen Feld Energie gewinnt, ist der Vorgang möglich. Eine relativ niedrige Konzentration von A erzeugt eine genügend hohe Konzentration von A^- um im hohen Feld die Reaktion wie angeschrieben zu ermöglichen; die Gesamtanlagerung von Elektronen wird dadurch wesentlich erhöht. Obiges Reaktionsschema gestaltet sich energetisch günstiger, wenn man annimmt, daß A^- nicht an ein neutrales N_2 -Molekül, sondern ein positives N_2^+ -Ion sein Elektron abgibt.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit beruht auf der Abgabe der überschüssigen kinetischen Energie nach stattgehabter Elektronenanlagerung an ein neutrales Molekül, einen sog. dritten Körper [14]. Auch in diesem Fall ist für höhere Drucke der Gesamtdruck und nicht der Partialdruck des halogenierten Gases für die Anlagerung ausschlaggebend. Ob dieser oder ein anderer Mechanismus vorliegt, können nur wei-

tere experimentelle und theoretische Untersuchungen zeigen.

Zusammenfassung

Messungen der Ionisationsfeldstärke in Detektoren, welche gasgefüllte Hohlräume enthalten, imprägniertes Papier in Hochspannungskabeln, gaben, daß die Ionisationsfeldstärke in Gegenwart elektronegativer Gase höher liegt, als in Gegenwart von Stickstoff allein. Als elektronegative Gase wurden fluorhaltige Verbindungen, SF_6 und C_2F_6 , verwendet.

Anwendung der erweiterten Townsendschen Druckschlagsbedingung in Verbindung mit den erhaltenen Experimentalbefunden gestattete die Berechnung der Anlagerungskoeffizienten der Elektronen. Vergleich der ermittelten Koeffizienten mit Daten der Literatur weist darauf hin, daß die gegenwärtige Theorie der Anlagerung nur für reine Gase streng gültig ist. In Mischungen von elektronegativen und inaktiven Gasen haben auch die letzteren Molekulararten einen wesentlichen Einfluß auf den Anlagerungsvorgang.

Literatur: [1] GEMANT, A.: Z. techn. Phys. **18**, 184 (1948). — [2] PENNING, F.M.: Ned. T. Natuurkde. **5**, 33 (1938). — [3] GEBALLE, R., and M.L. REEVES: Phys. Rev. **92**, 1 (1953). — [4] LLEWELLYN-JONES, F.: Ionization and Breakdown in Gases, p. 53. London: Methuen 1957. — [5] HARRISON, M.A., and R. GEBALLE: Phys. Rev. **91**, 1 (1953). — [6] SCHUMANN, W.O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke in Gasen. Berlin: Springer 1923. — [7] LLEWELLYN-JONES, F., and A.B. PARKER: Proc. Roy. Soc., Lond. A **213**, 185 (1952). — [8] MASCH, K.: Arch. Elektrotechn. **26**, 587 (1932). — [9] LINDSAY, F.H.: Phys. Rev. **44**, 1020 (1933). — [10] KUSKO, D.: Thesis, M. I. T. 1951. — [11] BERBERICH, L.J., C.N. WILSON, and E.W. LINDSAY: Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs. **660** (1955). — [12] HARNWELL, G.P.: Phys. Rev. **29**, 1 (1927). — [13] HEADRICK, L.B., and O.S. DUFFENDACK: Phys. Rev. **37**, 736 (1931). — [14] MASSEY, H.S.W.: Negative Ions, p. 48. London: Cambridge University Press 1950.

ANDREW GEMANT,
The Detroit Edison Company
2000 Second Avenue Detroit/Michigan

Leuchtfadenimpulse im offenen Luft-Spitzenzähler während der Bewegung einer dielektrischen Oberfläche

Von B. SUJAK

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 27. März 1959)

Einführung

Bei der Fortsetzung meines Studiums über die Möglichkeiten einen offenen Luft-Spitzenzähler bei physikalischen Untersuchungen ohne radioaktive Indikatoren einsetzen zu können [1—6], habe ich das Erscheinen von Leuchtfadenimpulsen im Zähler während der Bewegung der Oberfläche eines festen Dielektrikums unter dem offenen Ende des Luft-Spitzenzählers gefunden. In dem vorgelegten Bericht werden die Ergebnisse einer einführenden Untersuchung des Phänomens besprochen.

Allgemeines über das Erscheinen der Impulse

Wenn unter einem offenen Spitzenzähler ein elektrisches Feld, wie z. B. Plexiglas oder Zelluloid senkrecht zur Spitze bewegt wird, so erscheinen im Zähler Leuchtfäden, die das Entstehen von Leuchtfadenimpulsen bewirken. Diese Leuchtfäden können bei größeren, im Zähler angelegten Arbeitsspannungen in Funken übergehen. Dabei machen sich schon akustische Erscheinungen (Schläge) bemerkbar. Wenn dagegen das elektrische Feld gegenüber dem Zähler ruht, so werden kleineren am Zähler angelegten Spannungen und e-

rend kleinen Entfernungen gar keine Impulse registriert [1]. Die Impulse, die gemessen werden während das Dielektrikum ruht, werden als Untergrund (Leerwert) angesehen analog zum Untergrund des Zählers, der als Detektor der ionisierenden Strahlung benutzt wird. Bei höheren Arbeitsspannungen beträgt dieser Untergrund nur etwa 0,1 bis 0,2 Imp/sec. Dieser Untergrund hängt aber stark von der Art, dem Zustand sowie der Temperatur des Dielektrikums ab. Er hängt auch besonders stark von adsorbierten, kondensierten Dämpfen (z.B. Wasserdampf) ab. Die Amplitude der Impulse des Untergrundes sowie der Impulse, die bei der Bewegung der elektrischen Oberfläche erscheinen, ist viel größer als die der einzelnen Dauerkorona-Lawinen oder der Exoelektronen-Impulse [8]. Die Zählraten der großen Impulse werden weiterhin als N_D/t bezeichnet, analog zu den Zählraten der Wasserdampfimpulse [5], die mit N_W/t bezeichnet wurden. Bis jetzt habe ich das Erscheinen dieser Impulse an Zählern untersucht, die mit scharfer Spitze versehen wurden [7].

Wenn die Entfernung zwischen der Spitze und der Fläche des festen Dielektrikums zu groß ist, so ergeben sich nur verhältnismäßig kleine Werte von Zählrate N_D/t gemessen. Die Impulse N_D wurden nicht beobachtet während der Bewegung einer elektrischen Fläche wenn der Zähler mit einer dielektrischen Spitze [6] versehen wurde.

Das Erscheinen der Impulse N_D im Zähler bei der Bewegung wurde an mehreren Dielektrika festgestellt, darunter auch an: Polyvinylchlorid, Zelluloid, Polystyren, Plexiglas, Fensterglas und Papier.

Die ersten halb-quantitativen Versuche wurden an vorhandenen Polyvinylchlorid-Bändern, Zelluloid-Filmen (Kino-Film), sowie am Glas durchgeführt.

Versuchsbedingungen

Um das Erscheinen der Leuchtfadenimpulse bei der Bewegung eines Zelluloid-Filmes sowie eines Polyvinylchlorid-Bandes halb quantitativ zu untersuchen, wurde der offene Luft-Spitzenzähler mit einer Führung für die untersuchten Bänder bestückt. Das dielektrische Band konnte durch diese Führung mit verschiedenen Geschwindigkeiten durchgezogen und die Zählrate N_D/t der im Zähler erscheinenden Impulse registriert werden. Die Entfernung zwischen der Zählerspitzze und der Oberfläche des dielektrischen Bandes konnte mit Hilfe eines Gewindes in der Spitzführung geändert werden.

Der benutzte Zähler mit der Bandführung ist auf Abb. 1 schematisch wiedergegeben. Der Durchmesser der freien Öffnung des Zählers betrug etwa 11,5 mm. Die Länge der Bandführung, die aus Messing angefertigt wurde, betrug etwa 50 mm, die Höhe der Führungsspalte etwa 0,5 mm, und die Breite der Führungsspalte etwa 35 mm. Das Zelluloid-Band war etwa 0,14 mm dick und 34 mm breit, das Polyvinylchlorid-Band war etwa 0,15 mm dick und 32 mm breit. Dielektrischen Bänder konnten mit vier festgelegten Geschwindigkeiten vor der Öffnung des Zählers bewegt werden und zwar mit 29 mm/sec, 52 mm/sec, 75 mm/sec und 146 mm/sec. An den Zähler konnten elektronisch stabilisierte Spannungen von etwa 2000 V bis 4800 V angelegt werden. Die elektronischen Kreise,

die zur Registrierung der Zählrate N_D/t dienten, waren dieselben wie bereits in [5] beschrieben wurden.

Um auch visuelle Beobachtungen durchzuführen, wurde eine zweite Anordnung zusammengestellt. Sie bestand aus einer kreisrunden Glasscheibe von 360 mm Durchmesser und 3 mm Dicke, die auf einer horizontalen Achse aufgehängt wurde. Diese Glasscheibe

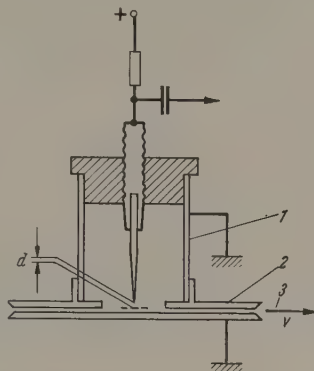


Abb. 1. Schematische Darstellung des Versuchszählers mit aufgesetzter Filmführung. 1 Gehäuse des Spitzenzählers, 2 Filmführung, 3 Versuchsfilm, v Bewegungsrichtung des Versuchsfilmes, d Entfernung zwischen Spitze und äußerer Seite der Stirnwand des Zählers (sie soll die Entfernung Spitze—Oberfläche des Versuchsfilmes festlegen)

konnte mit verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten bewegt werden. An diese Scheibe konnte seitlich ein offener Luft-Spitzenzähler angelegt werden. Der

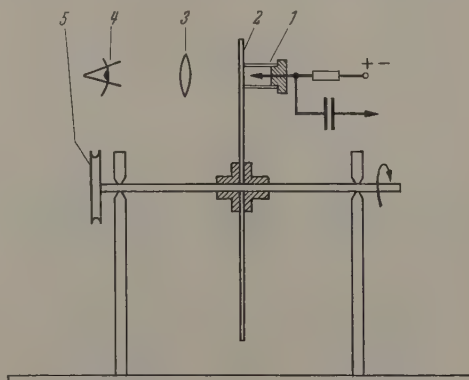


Abb. 2. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung für visuelle Beobachtungen der Entladungsbilder im Zähler während der Bewegung der Dielektrika vor dem Zähler. 1 Spitzenzähler, 2 Glasscheibe, 3 Lupe, 4 Auge des Beobachters, 5 Antriebsanordnung für die Glasscheibe

Durchmesser der freien Öffnung des Zählers betrug in diesem Falle etwa 13 mm.

Die visuellen Beobachtungen des Entladungsvorganges im Zähler sowie der Richtung der Leuchtfäden konnte mit Hilfe einer Lupe durch die Glasscheibe gemacht werden. Die Anordnung ist schematisch auf Abb. 2 wiedergegeben.

Versuchsergebnisse

a) Die Entfernung zwischen Spitze und Oberfläche des Dielektrikums

Zuerst wurde der Zusammenhang zwischen der Lage der Spitze des Zählers und der Zählrate N_D/t studiert. Da die Entfernung zwischen Spitze und

Oberfläche des Dielektrikums schlecht kontrollierbar war, besonders bei den Bändern, wurde die Entfernung d zwischen Spitze und der äußeren Seite der Stirnwand des Zählers gemessen (s. Abb. 1). Es wurde

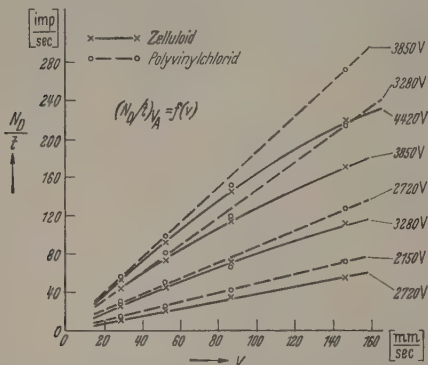


Abb. 3. Die gemessene Zählrate der Leuchtfadenimpulse N_D/t als Funktion der Translationsgeschwindigkeit v der Filmoberfläche für vier Arbeitsspannungen V_A des Zählers (N_D/t) $_{V_A} = f(v)$. x Zelluloid, — Polyvinylchlorid

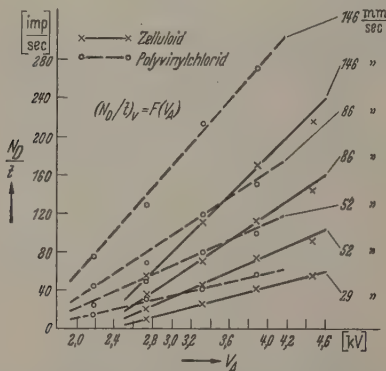


Abb. 4. Die gemessene Zählrate der Leuchtfadenimpulse N_D/t als Funktion der Arbeitsspannung V_A des Zählers für vier Translationsgeschwindigkeiten v der Filmoberfläche (N_D/t) $_{v = f(V_A)}$. x Zelluloid, — Polyvinylchlorid

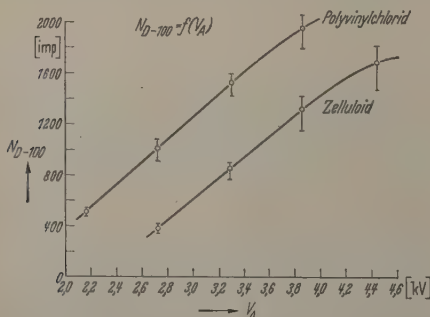


Abb. 5. Die mittlere Leuchtfadenimpulszahl N_{D-100} , die einer Länge von 100 cm des sich bewegenden Filmbandes zukommt, als Funktion der Arbeitsspannung V_A des Zählers (N_{D-100}) $_{v = f(V_A)}$

eine konstante Geschwindigkeit des Zelluloid-Filmes festgelegt und die Zählrate N_D/t bei verschiedenen Entfernungen d gemessen. Es konnte festgestellt werden, daß bei dem benutzten Zähler bei etwa 0,5 mm Spitzenentfernung d die größten Werte von N_D/t gemessen werden. Bei größeren d verengte sich auch der Bereich der angelegten Spannungen, bei welchen die

N_D Impulse vorkommen. Die dabei einsetzende Dauerkorona erschwerte anscheinend das Vorkommen der Leuchtfäden während der Bewegung der Zelle sowie Polyvinylchlorid-Filme. Aus diesem Grunde wurde bei allen Messungen die Spitzenentfernung gleich etwa 0,5 mm beibehalten.

b) N_D/t als Funktion der Translationsgeschwindigkeit des Filmes und der Spannung am Zähler

Die Zählrate N_D/t der Leuchtfadenimpulse wurde für vier verschiedene Translationsgeschwindigkeiten der untersuchten Zelluloid- und Polyvinylchlorid-Filme gemessen. Bei jeder Meßreihe für vier Translationsgeschwindigkeiten wurde die Arbeitsspannung am Zähler konstant gehalten. Die erhaltenen Kurven

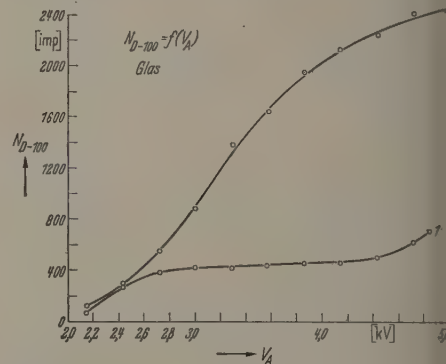


Abb. 6. Die gesamte mittlere Leuchtfadenimpulszahl N_{D-100} , die einer Länge von 100 cm der sich bewegenden Glasoberfläche zukommt, als Funktion der Polarität der Spitze und der Arbeitsspannung V_A des Zählers. Kurve 1: die Spitze ist positiv, Kurve 2: die Spitze ist negativ. Die Translationsgeschwindigkeit des Filmes betrug etwa 50 mm/sec; d etwa 0,5 mm

(N_D/t) $_{V_A} = f(v)$ sind auf Abb. 3 wiedergegeben. Abb. 4 sind dagegen die Kurven (N_D/t) $_{v = f(V_A)}$ wiedergegeben, die die Meßwerte der Zählrate bei konstant gehaltenen Translationsgeschwindigkeit der untersuchten Filme für verschiedene am Zähler angelegte Arbeitsspannungen V_A zeigen.

Die Gesamtzahl der registrierten Leuchtfadenimpulse N_{D-100} , die einer festgelegten Bandlänge von 100 cm zukommt, ist bei den angewandten Translationsgeschwindigkeiten beinahe immer die gleiche. Die Streuung der Meßwerte um den Mittelwert bei kleineren Spannungen unter 5% für Polyvinylchlorid und Zelluloid. Bei höheren Arbeitsspannungen V_A beträgt die Streuung bis 9% für Polyvinylchlorid und liegt über 10% für Zelluloid, besonders bei größeren Translationsgeschwindigkeiten. Es wurde immer wieder gefunden, daß die N_{D-100} bei den größeren Translationsgeschwindigkeiten kleiner wird. Werte zeigt, besonders bei höheren Arbeitsspannungen. Es ist möglich, daß dieser Effekt mit der Zeitkonstante des Zählers und der Dauerzeit der Leuchtfadenimpulse zusammenhängt. Dieses muß den weiteren Untersuchungen vorbehalten werden. Die typischen Kurven der Mittelwerte $N_{D-100} = f(V_A)$ für Polyvinylchlorid und Zelluloid gibt die Abb. 5 wieder. Glas zeigt die Kurve $N_{D-100} = f(V_A)$ eine sehr ausgeprägte Sättigung für beinahe den gleichen Spannungsbereich (Abb. 6). Die Translationsgeschwindigkeit des Glases betrug dabei etwa 50 mm/sec. Auch bei

festgestellt werden, daß die N_{D-100} bei größeren Translationsgeschwindigkeiten kleinere Werte zeigt. Auf der Abb. 6 ist auch eine Kurve $N_{D-100} = f(V_A)$ angegeben, die für eine negative Zählerspitze genommen wurde.

c) Visuelle Beobachtungen

Die visuellen Beobachtungen wurden mit Hilfe der Abbildung, die auf Abb. 2 wiedergegeben ist, durchgeführt. Sowohl die Zählerspitze wie die freie Öffnung des Zählers, die dem sich bewegenden Glas zugewandt ist, konnte durch das Glas hindurch in voller Dunkelheit im Arbeitsraum beobachtet werden. Nach der Fixierung des Auges konnte das erscheinende Entladungsbild im Zähler mit Hilfe einer Lupe während der Registrierung der Impulse beobachtet werden. Ein Impuls entsprach ein von der Spitze ausgehender Leuchtfaden. Bei größeren Translationsgeschwindigkeiten und höheren Arbeitsspannungen konnten Entladungsbilder beobachtet werden, die schematisch auf Abb. 7 wiedergegeben sind. Die Entladungsbilder haben grundsätzlich einen anderen Charakter für die positive und die negative Spitze. Auf Abb. 7a und b ist das Bild der Entladung für die positive Spitze und auf Abb. 7c und d das Bild für negative Spitze wiedergegeben. Dabei wurde das Gehäuse des Zählers immer betrachtet. Die Helligkeit der Entladungsbilder hing sehr stark von der Translationsgeschwindigkeit des Glases ab.

Bei positiver Spitze ziehen sich die Leuchtfäden von der Spitze zum Zählergehäuse, entlang der Glasfläche in entgegengesetzter Richtung zu deren Bewegung. Bei höheren Translationsgeschwindigkeiten der Glasoberfläche und höheren Arbeitsspannungen des Zählers erscheinen die Leuchtfäden sogar bis etwa seitlich von der Bewegungsrichtung des Glases. Mit der ruckartigen Änderung der Bewegungsrichtung des Glases überspringen auch ruckartig die Leuchtfäden in die entgegengesetzte Richtung zur Bewegung des Glases, insofern die visuellen Beobachtungen solche Feststellungen erlauben. Auf der entgegengesetzten Seite des Zählergehäuses (also in der Richtung der Bewegung des Glases von der Spitze aus gesehen) erscheint eine kleine Entladung zwischen Glasoberfläche und Zählergehäuse. Diese Entladungsstelle wurde auf der Abb. 7 mit A gekennzeichnet.

Auf Abb. 8 wurden die Entladungsbilder schematisch gezeichnet, die bei verschiedenen Arbeitsspannungen erscheinen. Diese Bilder wurden bei recht hohen Translationsgeschwindigkeiten des Glases von 200 mm/sec und bei positiver Spitze beobachtet. Bei der negativen Spitze des Zählers sind die Leuchtfäden sehr schwer zu unterscheiden. Das Entladungsbild ist nicht so linienförmig wie bei der positiven Spitze. Die Entladung erscheint zwischen Zählerspitze und Zählergehäuse, aber immer in der Richtung der Bewegung des Glases.

Die auf Abb. 7 schematisch aufgezeichneten Entladungsbilder erinnern an die bekannten Lichtenberg-Figuren [9], [10]. Die Entladungsbilder scheinen als ob sie einen Kreisausschnitt der gewöhnlichen Lichtenberg-Figuren darstellen würden. Wie man erwarten kann, erscheinen diese Figuren auch auf Glas, wenn das Glas zwischen Spitze und flache Elektrode zu liegen

kommt. Dabei soll aber die Spitze und die flache Elektrode das Glas berühren und unter hoher Spannung gesetzt werden. Das Glas bewegt sich dabei nicht.

Deutungsversuch

Die visuellen Beobachtungen zeigen, daß während der Bewegung des Glases vor dem offenen Ende des Zählers die Oberfläche des Glases zeitweise aufgeladen wird. Die Ladungen können sowohl als Tribo-Ladungen infolge eines mechanischen Kontaktes zwischen dem Zylinder des Zählers und der Glasoberfläche ent-

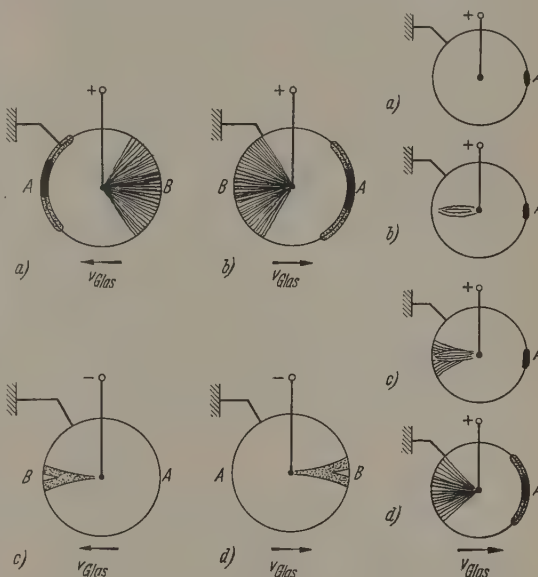


Abb. 7a—d

Abb. 8a—d

Abb. 7a—d. Beobachtetes Entladungsbild am offenen Ende des Zählers während der Bewegung des Glases (schematisch). Die Kreise deuten das Zählergehäuse an. Unter jedem Entladungsbild ist die Richtung der Bewegung des Glases angedeutet. a und b Positive Spitze, c und d negative Spitze. Die Translationsgeschwindigkeiten des Glases liegen um etwa 200 mm/sec

Abb. 8a—d. Beobachtete Entladungsbilder während der Bewegung des Glases bei verschiedenen Arbeitsspannungen V_A des Zählers (schematisch). a V_A etwa 2,2 bis 2,4 kV; b etwa 3 kV; c etwa 3,7 bis 4,0 kV; d über 4,1 kV. Die Translationsgeschwindigkeiten lagen um etwa 200 mm/sec

stehen wie auch als Polarisationsladungen erscheinen [11]. Das Dielektrikum (Glas) wird nämlich in ein starkes elektrisches Feld der Zählerspitze eingeführt. Die entstandene Aufladung (Oberflächenladungsdichte mal Größe des Elementes) deformiert nun das elektrische Feld der Zählerspitze, was zu einem Leuchtfaden führen kann, wenn entsprechende Verteilung und Größe der auslösenden Ladung erreicht wird. Der Mechanismus der Auslösung eines Leuchtfadens im Spitzenzähler durch ein stark ionisierendes α -Teilchen beruht auf der Bildung einer dichten Ionenlawine (Raumlading), die den Leuchtfaden vorsteuert. In dem vorgelegten Falle scheint der Mechanismus insofern analog zu sein, in dem es durch die Bildung eines dichten „Ladungsbandes“ auf dem Dielektrikum (Oberflächenladung), zur ähnlichen Vorsteuerung eines Leuchtfadens geführt wird. Bei der Entwicklung des Leuchtfadens neutralisiert ein Teil der Gasionen die Oberflächenladung auf dem Dielektrikum und so ist wieder der Ausgangszustand erreicht. Es fehlt nun

die Oberflächenladung, die zum Vorsteuern des Leuchtfadens nötig ist. Aus diesem Grunde erscheint kein neuer Leuchtfaden mehr so lange das Dielektrikum ruht (ausgenommen den Fall, wenn die Oberflächenleitfähigkeit sehr groß ist). Um den Prozeß des Vorsteuerns eines neuen Leuchtfadens zu wiederholen, muß man auf dem Dielektrikum wiederum eine entsprechende Oberflächenladung hervorrufen. Dieses kann man dadurch erreichen, indem das bereits neutralisierte Oberflächenelement aus der Spitzenumgebung herausgezogen wird und auf dessen Platz eine „frische“ Oberfläche gebracht wird. Auf diesem „frischen“ Oberflächenelement ist nun wieder eine Ladung vorhanden und das Vorsteuern eines Leuchtfadens kann wieder vor sich gehen.

Wenn man annimmt, daß eine kritische Ladungsgröße zum Auslösen eines Leuchtfadens nötig ist, so wird leicht die Tatsache verständlich, daß bei am Zähler festgelegter Spannung eine gleiche Zahl der Leuchtfadenimpulse immer einem bestimmten Weg des Dielektrikums entspricht.

Um zu entscheiden, ob die Tribo-Ladungen, die durch den mechanischen Kontakt mit dem Metallzylinder des Zählers entstehen, nicht die unbedingte Voraussetzung der Auslösung eines Leuchtfadens sind, wurden Orientierungsversuche durchgeführt, bei welchen *kein Teil des Zählers mit dem sich bewegenden Glas in Berührung kam*. Der Abstand Zählergehäuse—Glasoberfläche betrug dabei etwa 0,5 bis 1 mm. Die Bewegung des Glases bewirkte auch bei diesen Versuchen das Entstehen von Leuchtfadenimpulsen im Spitzenzähler.

Dies erlaubt anzunehmen, daß die Polarisationsladungen einen wichtigen Faktor beim Mechanismus der Vorsteuerung der Leuchtfadenimpulse bilden. Damit würde auch die Abhängigkeit der N_{L-100} von der am Zähler angelegten Spannung sowie der dielektrischen Eigenschaft des Dielektrikums erklärbar, da die Ladungsdichte der Polarisationsladung vom elektrischen Felde (also von der am Zähler angelegten Spannung) und der dielektrischen Konstante des Dielektrikums abhängt.

Abschließende Bemerkungen

Die vorgelegten Versuchsergebnisse erlauben meiner Meinung nach keine volle theoretische Deutung des beschriebenen Phänomens. Es geht aber aus ihnen hervor, daß dieses mit der dielektrischen Eigenschaft

und der Leitfähigkeit der Oberfläche des sich bewegendes Dielektrikums zusammenhängt. Es liegt schon nahe, die beschriebene Arbeitsweise des Oberflächen-Spitzenzählers unter anderem zu einer Kontrollmethode des Oberflächenzustandes der Dielektrika auszunutzen. Weitere Untersuchungen sind im Gange.

Zusammenfassung

Das Erscheinen von Leuchtfadenimpulsen in einem offenen Luft-Spitzenzähler während der Bewegung eines Dielektrikums senkrecht zur Zählerspitze wurde gefunden und am Polyvinylchlorid, Zelluloid und halb-quantitativ untersucht. Die Zählrate N_D der Leuchtfadenimpulse, die während der Bewegung des Dielektrikums vor dem Zähler im Zähler erscheint, hängt beinahe linear von der Translationsgeschwindigkeit v des Dielektrikums ab. Die Gesamtzahl der Leuchtfadenimpulse N_{D-100} , die einem festgelegten Weg von 100 cm des sich bewegenden Dielektrikums zukommt, ist beinahe von der Bewegungsgeschwindigkeit (29 mm/sec bis 146 mm/sec) unabhängig. Nur bei höheren Arbeitsspannungen treten größere Abweichungen von den Mittelwerten bis etwa über 10% auf. Die Abhängigkeit der Zählrate N_D/t von der Arbeitsspannung des Zählers wurde gemessen. Auch visuell beobachteten Entladungsbilder, die im Zähler während der Bewegung des Dielektrikums erscheinen, wurden besprochen. Die Entladungsbilder sind Kreisabschnitten der bekannten Lichtenberg-Figuren ähnlich. Die gefundene Erscheinung sei die Möglichkeit darzustellen, zur Kontrolle des Oberflächenzustandes eines Dielektrikums ausgenutzt werden.

Literatur: [1] SUJAK, B.: *Zeszyty Nauk. Uniw. Wrocławskiego B 3* (im Druck). — [2] LEWOWSKI, T., u. B. SUJAK: *Zeszyty Nauk. Uniw. Wrocławskiego B 3* (im Druck). — [3] SUJAK, B.: *Nature, Lond.* **178**, 485 (1956). — [4] SUJAK, B.: *Z. angew. Phys.* **10**, 531 (1958). — [5] SUJAK, B.: *Czech. J. Phys.* **8**, 616 (1958). — [6] SUJAK, B.: *Z. angew. Phys.* **9**, 404 (1957). — [7] SUJAK, B., u. A. BOHUN: *phys. Polon. (im Druck)*. — [8] SUJAK, B.: *Acta Austriaca* **10**, 460 (1957). — [9] KAPFOW, N.A.: *Elektrische Erscheinungen im Gas und Vacuum*, Kap. XVIII. [Russisch.] Moskau 1950. — [10] SKANAWI, G.I.: *Physik Dielektrika — Starke Felder*, Kap. VIII. [Russisch.] Moskau 1958. — [11] LOEB, LEONARD B.: *Static Electrification*. Berlin: Springer 1958.

Zast. Prof. mgr B. SUJAK,
Katedra Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego
i Instytut Fizyki P. A. N., Wrocław, Polska

Beitrag zum Problem der Exoelektronenemission bei Metallen

Von WERNER SCHAAFFS

Mit 2 Textabbildungen

(Eingegangen am 31. März 1959)

1. Einleitung

J. KRAMER [1] entdeckte mit Hilfe des Zählrohrs, daß bei der Verletzung einer Metalloberfläche durch Anreißen, Schmirgeln und Schleifen Elektronen emittiert werden. In einer ausführlichen Darlegung [2] verband er diese Exoelektronenemission mit Besonder-

heiten des metallischen Zustandes. Auf die technische Bedeutung der Exoelektronenemission in der Messtechnik haben unter anderen in Form einer zusammenfassenden Darstellung der Ergebnisse von Experimenten und Theorie K. LINTNER [3] und E. SCHMIDT [4] hingewiesen. Neuerdings hat sich das Interesse mehr

Zusammenhang zwischen Bestrahlung und Lumineszenz einerseits und einer ebenfalls zum Erscheinungsbild der Exoelektronen gerechneten Emission andererseits zugewendet. Die Bemühungen um die Deutung der Versuche an Metallen scheinen zurückgetreten zu sein, doch soll die vorliegende Arbeit gerade dazu einen Beitrag liefern.

Die Deutung der Exoelektronenemission bei Metallen sind verschiedene Theorien entwickelt worden. Die Modifikationstheorie geht auf J. KRAMER [2] zurück. Er vertritt die Auffassung, daß die Emission im wesentlichen Zusammenhang steht mit einer Umwandlung der durch die Bearbeitung erzeugten „nicht-gleichgewichtigen Phase“ in die normale kristalline Form des Metalls. Diese Theorie steht in Zusammenhang mit der sog. Beilby-Schicht. Die Chemisorptionstheorie vertreten zuerst O. HAXEL u. Mitarb. [4]. Die Exoelektronenemission wird als Begleiterscheinung der chemischen Adsorption von Sauerstoff an einer freien Metalloberfläche gedeutet. Aus zwei neueren Arbeiten von J. LOHFF [5], [6] geht die Bedeutung des Sauerstoffs, dessen Druck im Untersuchungsraum variiert wird, für die Elektronenemission besonders deutlich hervor. Die Feldemissionstheorie weist darauf hin, daß ein Elektronenausstritt aus kalten Metallen an sehr hohe lokale elektrische Feldstärken geknüpft sei und in Zusammenhang mit dem Maltereffekt stehen müsse [7], [8]. Im folgenden sollen Aussagen über Metalloberflächen gemacht werden, die aus Voltaspannungsmessungen ergeben haben und darauf hinweisen, daß der Feldemissionstheorie eine stärkere Beachtung geschenkt werden muß, als bisher der Fall war.

Über die Voltaspannung an der Oberfläche von Metallen

Die Messung von Veränderungen der Elektronenaustrittsspannung bei Eingriffen in die Oberfläche eines Metalls geschieht am besten mit Hilfe der Voltaspannung, die weniger zweckmäßig auch Kontaktpotential gemessen wird. Diese Voltaspannung $V_{2,1}$ wird als Differenzspannung zwischen der Elektronenaustrittsspannung V_2 des untersuchten Stoffes und der V_1 eines Vergleichsstoffes definiert und gemessen. Es ist $V_{2,1} = V_2 - V_1$. Als Bezugsstoff dient ein Edelmetall, z.B. Platin. Es ist bekannt, daß sowohl ein mechanischer Eingriff wie ein Bestrahlungseingriff die Voltaspannung ändert [9], [10], und daher liegt es nahe, nach dem Zusammenhang zwischen Exoelektronenemission und Voltaspannung zu fragen.

Vom Verfasser wurde vor einiger Zeit ein schnell veränderndes und auf kleine Objekte anwendbares Verfahren der Voltaspannungsmessung entwickelt und unter der Bezeichnung „Methode des rotierenden Nutenankers“ in [11] ausführlich beschrieben. Bei dieser Methode besteht der Voltaspannungskondensator aus einem beliebig gestalteten Versuchsobjekt und einem goldplattierten rotierenden Nutenanker. Der an ihm aufgenommene Voltaspannung wird nach dem Vorgang von J. KELVIN eine veränderliche Spannung einer Wechselstromquelle entgegengesetzt. Die Differenzwechselspannung liegt an dem Gitter einer Elektrometer-Röhre, wird verstärkt, gefiltert und erscheint auf dem Schirm eines Elektronenstrahloszillographen. Bei Kompensation der Voltaspannung durch die Batteriespannung verschwindet die Wechselkurve auf dem

Ozillographen und an einem Instrument kann die Voltaspannung des Objekts gegen das Gold des Nutenankers abgelesen werden.

In einer weiteren Arbeit [12] wurden die mit dieser Methodik gemessenen Veränderungen der Voltaspannung bei Oxydation von Kupfer, Eisen, Silber und Aluminium sowie bei Adsorption von Stearinsäure an Wolfram behandelt. Da sich diese Messungen auf Luftanwesenheit und Atmosphärendruck beziehen, stehen sie unter den gleichen Voraussetzungen wie die üblichen Messungen der Exoelektronenemission. Abb. 1 zeigt vier mit dieser Methode aufgenommene Kurven der Voltaspannung als Funktion der Dicke einer Oberflächenoxydschicht. Bei diesen Kupfer- und Eisenkurven wurde die Oxydierung an 1 mm starken Drähten mit Hilfe elektrischer Stromimpulse, deren Anzahl Z die Abszisse angibt, vorgenommen. Die Oxydschichten sind so dünn, daß noch keine Anlaufschichten zu erkennen sind. Der Verfasser schätzt daher, daß die Abszisse $Z = 20$ einer Dicke von 150 bis 200 Å entspricht. Es ist unverkennbar, daß sich die Voltaspannung in allen Fällen nicht monoton mit der Oxydbedeckung ändert, sondern ausgeprägte Extrema durchläuft, wenn auch die genauere Reproduzierbarkeit einer Kurve aus den in [12] dargelegten Gründen recht schwierig zu sein scheint. Vermutlich werden noch weitere Minima und Maxima aufeinander folgen, bis die Kurven in den Voltaspannungswerten kompakter Oxyde enden. Bei den in Abb. 4 der Arbeit [12] gezeigten Kurven wurde im Unterschied zu den hier gezeigten nur auf die Wiedergabe der ersten Extrema Wert gelegt.

3. Voltaspannungsänderung als Hinweis für die Möglichkeit der Exoelektronenemission

Auf Grund der Abb. 1 und der Messungen in [12] ist in Abb. 2a ein idealisiertes Schema für den Verlauf einer Voltaspannung $V_{2,1}$ gezeichnet worden. Gemäß der Definition der Voltaspannung ist für die Elektronenaustrittsspannung eines untersuchten Stoffes auch die Kurve $V_2 = V_{2,1} + V_1$ eingetragen worden. Dabei wurde $V_1 = 3$ V angenommen. Die Abszisse gibt die Schichtdicke h der Oxydbedeckung an. Natürlich sollen derartige Kurven auch für andere Arten von Oxyden gelten; die Oxydbedeckung ist aber die wichtigste und alltäglichste. Aus Gründen der Zweckmäßigkeit unterteilen wir die Abszisse in gleiche Abschnitte und ordnen den Werten mit geraden Indizes die Minima E_0, E_2, E_4 usw. der Elektronenaustrittsspannung zu, während zu den ungeraden Indizes die Maxima E_1, E_3, E_5 usw. gehören sollen.

Gemäß dem Schema der Abb. 2b möge eine Metallplatte M (beispielsweise Kupfer) längere Zeit an der Luft gelegen haben oder künstlich mit einer chemisch einheitlichen Oxydschicht bedeckt worden sein. Diese Schicht habe beispielsweise die Dicke h_7 erreicht. Wir denken uns die Schicht entsprechend der Abb. 2a in die Abschnitte von h_0 bis h_7 mit den entsprechenden Minima und Maxima der Elektronenaustrittsspannung E_0 bis E_7 unterteilt. Wir verletzen nunmehr die oxydierte Oberfläche des Metalls durch einen scharfen Schnitt, der so geführt werden möge, daß er die ideale keilförmige Gestalt der Abb. 2b habe.

Auf den Schnittflächen entstehen jetzt Quellen und Senken elektrischer Spannung, die auf der linken

Seite des Schemas ausführlicher dargestellt sind. Gemäß der V_2 -Kurve der Abb. 2a haben die Schnittbereiche der Höhen mit ungeraden Indizes und den zugehörigen Maxima der Elektronenaustrittsspannung ein positives Potential gegenüber den Schnittbereichen der Höhen mit geraden Indizes und zugehörigen Minima der Austrittsspannung. In der durch den Schnitt

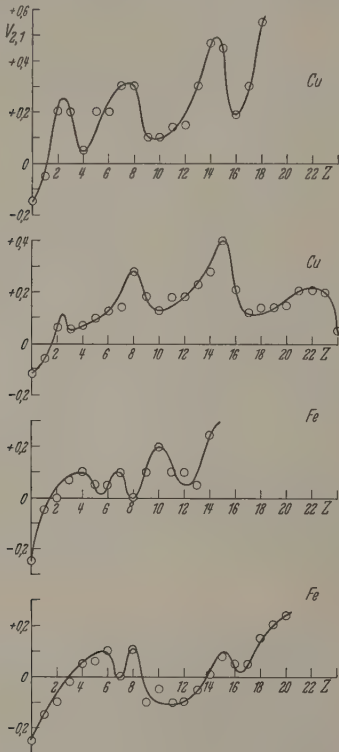


Abb. 1. Gegen Gold gemessene Voltaspannungen von Kupfer und Eisen als Funktion einer durch Stromimpulse Z verursachten Oxydierung. Stärke der Impulse bei Kupfer $32 \text{ A} \times 10 \text{ sec}$, bei Eisen $25 \text{ A} \times 1 \text{ sec}$. $Z = 20$ entspricht einer Dicke von $150 \text{ bis } 200 \text{ \AA}$. Temperatur etwa 23° C , relative Luftfeuchte etwa 65%

freigelegten Fläche entstehen lokale in Richtung und Intensität periodisch wechselnde Felder. In der Umgebung der Minima E_2, E_4, E_6 erreichen die elektrischen Feldstärken so hohe Werte, daß die Voraussetzungen für Feldemission gegeben sind. Außerdem begünstigen die praktisch senkrecht zur örtlichen Oberfläche verlaufenden elektrischen Kraftlinien ein weit in den Raum hinausreichendes Austreten von Elektronen. Daß die elektrischen Feldstärken die für die Feldemission nötigen hohen Werte haben, ergibt folgende Überlegung:

Es wurde oben bei Abb. 1 angegeben, daß noch keine Andeutung einer Anlauffarbe bei Kupfer und Eisen zu sehen war. Ihre erste schwache Sichtbarkeit beginnt bei diesen Metallen zwischen $300 \text{ und } 400 \text{ \AA}$. Da das Wachstum ihrer Oxydschichten einem parabolischen Gesetz folgt, dürfte die Abschätzung des gesamten Abszissenbereiches in Abb. 1 mit etwa 200 \AA bestimmt nicht zu tief gegriffen sein. Das bedeutet, daß auf die Abschnitte zwischen den Maxima und Minima der Elektronenaustrittsspannungen bzw. der Voltaspannungen Dickenunterschiede von etwa $20 \text{ bis } 40 \text{ \AA}$ kommen. Die mittleren Stücke dieser Abschnitte

sind aber oft recht steil und entsprechen dann $5 \text{ bis } 10 \text{ \AA}$. Die zu ihnen gehörenden Spannungsdifferenzen liegen zwischen $0,1 \text{ und } 0,4 \text{ V}$. Das elektrische Feldstärken zwischen $2 \cdot 10^6 \text{ und } 4 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$. Für diese Verhältnisse stellt nun Abb. 2 ein Schema dar. Man kann mit Sicherheit sagen, daß in den Fällen die in Frage kommenden Schichten noch dünner sind, also die elektrischen Feldstärken noch weitaus höher.

Natürlich ist diese überschlägige Betrachtungsweise dahin zu präzisieren, daß die Begünstigung der Emission nur dort stattfindet, wo dV_2/dh bzw. dV_1/dh hinreichend groß ist und gleichzeitig der Kraftlinienverlauf steil zur Oberfläche und mit der für Elektronen günstigen Richtung verläuft. Die oben angegebenen elektrischen Feldstärken sind demgemäß etwa um den Faktor 2 bis 3 zu erniedrigen. Die um die Minima

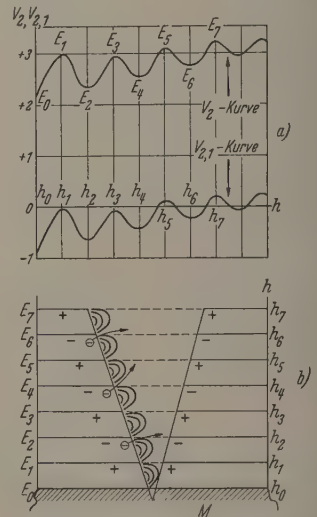


Abb. 2a u. b. Zur Deutung von Exoelektronenemission: a) Schema des periodischen Verlaufs von Voltaspannung $V_{2,1}$ und Elektronenaustrittsspannung $V_{2,1}$ über der Oxydschichtdicke h . b) Quellen und Senken elektrischer Felder bei Verletzung der Oxydschicht. Die Abbildung zeigt eine Querschnittsansicht der Oxydschicht mit verschiedenen Schichten $h_0 \text{ bis } h_7$ und den zugehörigen elektrischen Feldstärken $E_1 \text{ bis } E_7$. Die Feldlinien sind als Pfeile dargestellt, die von den Minima (Senken) zu den Maxima (Quellen) verlaufen.

herum liegenden begünstigten Austrittsbereiche der Elektronen sind in Abb. 2b durch Einzeichnen von Elektronenbahnen kenntlich gemacht worden.

Nach der Verletzung der Oberfläche beginnt sofort wieder die Oxydierung. Diese läuft am reinen Metall und im Bereich zwischen E_0 und E_1 sehr rasch, so daß die anfänglich sehr große Zahl von Gebieten hoher lokaler Feldstärken sehr schnell abnimmt. Alle durch die Verletzung aufgerissenen Bereiche tendieren nach Abb. 2 auf die Oxydschichtdicke h_7 mit der Elektronenaustrittsspannung E_7 hin. An den Orten zwischen den anfänglichen Schichthöhen h_0 und h_7 wird die ganze periodische Kurve der Abb. 2a durchlaufen, an den Orten zwischen h_1 und h_2 der zwischen E_1 und E_7 liegende Kurventeil, an den Orten zwischen h_2 und h_3 der zwischen E_2 und E_7 liegende Teil usw. Das bedeutet, daß die Stellen besonders hoher Feldstärken fortwährend wechseln und an Zahl abnehmen. Das Gesetz ihrer Abnahme hängt von dem Wachstumsgesetz für Oxydschichten ab und dürfte in der Nähe hyperbolischen Charakter haben.

Es bleibt noch zu erörtern, welche Argumente dafür sprechen, daß die beschriebenen Stellen hoch

elektrischer Feldstärke Quellen für Exoelektronen an und für sich bewirken diese Stellen keine Emission, da ja die Elektronen nach Maßgabe der Kurven der V_2 -Kurve der Abb. 2a auch die Möglichkeit haben müssen, die zum Austritt erforderliche kinetische Energie gleichzeitig oder vorher zu erreichen. Hierfür verschiedene Möglichkeiten gibt, kann durch Abb. 2 beschriebene Feldstärkenraster nur in Art Regelmechanismus für die Austrittsstellen sein. Folgende Möglichkeiten seien genannt:

a) Bekanntlich wird die Elektronenaustrittsspannung dadurch atomistisch gedeutet, daß die aus dem Ionenverband herausgeschossen, bevor sie umkehren, so daß sich auf der Oberfläche eine Schicht bildet [14]. Wenn jetzt auf der Oberfläche ein Feldstärkenraster der beschriebenen Art ist, so werden diejenigen Elektronen, die senkrecht auf der Schnittfläche fliegen, die zum Austritt erforderliche kinetische Energie ganz oder nahezu haben und gleichzeitig in der durch Abb. 2b angegebenen Richtung der elektrischen Feldstärke liegen, das Material Exoelektronen verlassen können. Bei einem Metall, im höchsten Vakuum keine Oxydschicht hat, tritt danach keine bemerkenswerte Exoelektronenemission auf, wie auch aus den Angaben von HOFF und RAETHER [13] hervorgeht.

b) Zu der unter a) genannten Möglichkeit kann durch die Modifikationstheorie von KRAMER [2] eine Ursache hinzukommen, wonach die „nichtmetallische“ Phase als bestimmende Größe für Exoelektronen angesehen wird.

c) Wenn man die Temperatur eines Metalls unmittelbar nach der Bearbeitung kontinuierlich steigert, beobachtet man bekanntlich ein periodisches Steigen und Fallen der Exoelektronenemission. Dieses läßt sich dann zwanglos, wenn auch nur qualitativ, aus, daß Maxima und Minima der Austrittsspannung nacheinander durchfahren werden. Solche

Periodizitäten sind besonders auffällig bei Bestrahlung mit UV- oder Röntgenlicht an Stelle mechanischer Bearbeitung. Es dürfte daher zweckmäßig sein, auch Glow-Kurven unter den in diesem Beitrag genannten Gesichtspunkten zu diskutieren.

Zusammenfassung

Messungen haben ergeben; daß die Elektronenaustrittsspannung bzw. die Voltaspannung eines oxydierten Metalls als Funktion der Dicke der Oxydschicht nicht einen monotonen, sondern einen durch mehrere Maxima und Minima führenden Verlauf nimmt. Verletzt man also eine oxydierte Metalloberfläche durch einen mechanischen Eingriff, so werden Schichten freigelegt, zwischen denen Voltaspannungsdifferenzen von einigen Zehnteln Volt bestehen. Das bedeutet bei Dickendifferenzen von einigen Angström die Bildung von Feldemissionsgebieten, die ihre Lage ständig wechseln. In der Umgebung der Minima der Voltaspannung bzw. der Elektronenaustrittsspannung können nunmehr solche Elektronen, die schon eine zum Kraftlinienverlauf günstige Bewegung haben, das Metall als Exoelektronen verlassen.

Literatur: [1] KRAMER, J.: Z. Physik 125, 739 (1949); 133, 629 (1952). — [2] KRAMER, J.: Der metallische Zustand. Göttingen: Vandenhoeck & Ruprecht 1950. 147 S., 111 Abb. [3] LINTNER, K., u. E. SCHMID: Metallkunde 45, 276 (1954). — [4] HAXEL, O., F. G. HOUTERMANS u. K. SEEGER: Z. Physik 130, 109 (1951). — [5] LOHFF, J.: Z. Physik 146, 436 (1956). — [6] LOHFF, J.: Naturwiss. 44, 228 (1957). — [7] MALTER, L.: Phys. Rev. 50, 48 (1936). — [8] ROGGEN, F., u. P. SCHERRER: Helv. phys. Acta 15, 497 (1942). — [9] NEUERT, H.: Z. Naturforsch. 3a, 226 (1948). — [10] SCHAAFFS, W., u. H. WOELK: Z. angew. Phys. 10, 456 (1958). — [11] SCHAAFFS, W.: Z. angew. Phys. 10, 424 (1958). — [12] SCHAAFFS, W.: Z. angew. Phys. 10, 503 (1958). — [13] LOHFF, J., u. H. RAETHER: Naturwiss. 42, 66 (1955). — [14] SPENKE, E.: Elektronische Halbleiter, Kap. X, §3 und folgende. Berlin: Springer 1955.

Prof. Dr. phil. WERNER SCHAAFFS,
(Technische Universität Berlin-Charlottenburg, Fak. II,
Abt. Physik), privat: Berlin-Siemensstadt, Rieppelstraße 20

Über die elektrische Aufzehrung von Gasen im Druckbereich des Hochvakuaums (II)

Von GERHARD STROTZER

Mit 1 Textabbildung

(Eingegangen am 31. März 1959)

Einleitung

Bereits vor längerer Zeit hat SCHWARZ [1] hervoroben und durch Versuche erhärtet, daß das Problem der elektrischen Gasaufzehrung in zwei Teilprobleme zerfällt: in ein Entladungsproblem und in ein eigentliches Aufzehrungsproblem. Damit wurde ein Hinweis gegeben, in welchen Richtungen bei der Untersuchung zweckmäßig eine Verringerung der Zahl der Variablen angestrebt werden kann.

Eine vollständige Trennung der beiden Teilprobleme ist jedoch nur ausnahmsweise möglich. Erst bei Beschränkung auf eine einzige Gasart kann nämlich die Partikel durch die Entladung in verschiedene Arten von Zuständen gelangen, von jeder als Ursache von Gasbindung in Betracht

kommt, solange und soweit anderes nicht erwiesen ist. In vielen Fällen wird allerdings eine Art des Aktivierungszustandes überwiegen.

Stellt man dies aber in Rechnung — wir werden zeigen, daß die früher vom Verfasser angegebene analytische Methode [2]¹ unter gewissen Voraussetzungen dies ermöglicht —, dann erlauben wieder bereits bekannte Versuchsergebnisse, Schlüsse auf den Mechanismus der Aufzehrung zu ziehen. Die formelmäßige Darstellung öffnet aber auch einen Weg, die verschiedenen Effekte wenigstens teilweise zu separieren, da bei Variierung der Versuchsbedingungen die korrespondierenden Änderungen der Gleichungsparameter im allgemeinen nicht völlig parallelen Verlauf

¹ Diese Arbeit wird im folgenden abkürzend als „I“ zitiert.

zeigen werden. Im besonderen kann dann der Einfluß der wichtigsten Variablen, der Ionisierungsdichte, genauer untersucht werden, was sowohl zum Verständnis der Vorgänge als auch für die Konstruktion von Höchstvakuum pumpen wichtig ist.

Für das Folgende sollen dieselben Voraussetzungen wie in I gelten, so weit nicht aus dem Text anderes hervorgeht.

§ 1. Einfluß der Dichte des Teilchenbombardements

In I wurde dargelegt, daß die elektrische Gasauflösung weder allein durch die Annahme von Attraktionskräften an der Oberfläche des aufzehrenden Festkörpermateriale noch allein durch einfachen Einschubeffekt erklärt werden kann, daß vielmehr die *Dynamik* der Wechselwirkung zwischen Teilchenbombardement und Festkörpermateriale wesentlich ist. Um dieser Dynamik Rechnung zu tragen, wurde die Sorptionsfunktion

$$S(N, N^*) = A + aN - bN^* \quad (1)$$

eingeführt und die Aufzehrungsgeschwindigkeit in der Form

$$\frac{dN}{dt} = -N_i \cdot S(N, N^*) \quad (2)$$

dargestellt, worin der Faktor $N_i = \xi \cdot N$ die Anzahl der sekundlich auftreffenden Ionen bedeutet, mithin ausschließlich von der *Summierung* über die einzelnen Teilchen herrührt, während alle *Vorgänge* durch die Funktion $S(N, N^*)$ vertreten sind.

Soll diese Darstellung dahin erweitert werden, daß auch die Wirkungen gewisser *neutralen* Teilchen einbezogen werden, so ist es fürs erste erforderlich, diese Sorte von aktiven Teilchen *zählen* zu können. Im Gegensatz zu Ionen, deren Zahl sich — zum mindesten mit einem gewissen experimentellen Aufwand — hinreichend genau durch Strommessung bestimmen läßt, ist man bei neutralen aktiven Teilchen in der Regel darauf angewiesen, ihre Zahl indirekt zu ermitteln. Dies gelingt am sichersten, wenn die Untersuchung auf solche Formen der elektrischen Entladung beschränkt bleibt, bei denen die Zahl der in der Zeiteinheit auf den Fänger treffenden aktiven neutralen Teilchen proportional zu der Zahl der in der gleichen Zeit auffallenden Ionen ist. Solche Verhältnisse herrschen auch bei nicht konstantem Druck, wenn die mittlere freie Weglänge der Gasteilchen vergleichbar ist mit der mittleren Linearabmessung des Rezipienten. Dann kommen im Gasraum nur wenige Stöße zwischen Teilchen vor; ist eine Glühkathode vorhanden, die eine elektronische Raumladung aufrechterhält, so bleiben in diesem Druckbereich Raumladungseinfluß und Rekombination von Trägerpaaren in der Regel vernachlässigbar gering; wird die Wahrscheinlichkeit stufenweiser Aktivierung infolge starker Verlängerung der Elektronenwege (mit Hilfe eines Magnetfeldes oder Hochfrequenzfeldes) erheblich, so ändert auch diese sich nur vergleichsweise gering mit dem Druck.

Zur Vereinfachung nehmen wir zunächst an, daß nur eine einzige Art von aktiven neutralen Teilchen erzeugt werde, also nur *zwei* Arten des aufzehrungsfähigen Zustandes existieren.

Analog Gl. (1) definieren wir jetzt für jede der beiden Arten des aktivierten Teilchenzustandes eine

eigene Sorptionsfunktion; bezeichnen wir die Zahl sekundlich auf den Fänger treffenden Ionen stat N_i nunmehr mit N_1 , die der auffallenden *neutralen* Teilchen mit N_2 , dann läßt sich die zeitliche Änderung der gesamten Teilchenzahl im Gas schreiben in der Form

$$\frac{dN}{dt} = -(N_1 S_1 + N_2 S_2)$$

oder, da laut Voraussetzung

$$N_2 = q N_1 \quad (q = \text{const})$$

ist,

$$\frac{dN}{dt} = -N_1 (S_1 + q S_2).$$

Hierin bedeuten S_1, S_2 die durchschnittlichen träge der Einzelteilchen zu dem Gesamteffekt. Faktor N_1 vor der Klammer rührt wieder ausschließlich von der Summierung her.

Bei der Bestimmung von S_1, S_2 beschränken uns wie in I auf Effekte erster und zweiter Ordnung und setzen an:

$$S_1 = A_1 + a_1 N - b_1 N^*$$

$$S_2 = A_2 + a_2 N - b_2 N^*.$$

Diese Größen hängen sowohl von der Entladung auch von dem Aufzehrungsmechanismus ab, ihre Bestandteile jedoch in verschiedener Weise.

Die Glieder A_1, A_2 weisen keine Besonderheiten auf, da jedes von ihnen nur von einer einzigen Art herrührt. Anders die durch $a_1 N$ und $a_2 N$ vertretenen Anteile der Gasbindung, welche durch Zweiteilchen-Prozesse erzeugt werden.

Da nach unserer Auffassung für das Zustandekommen einer Reaktion die Energieverhältnisse ausschlaggebend sind, müssen wir bereits der Möglichkeit Rechnung tragen, daß eine von einem aktivierten Teilchen getroffene Stelle des Festkörpermateriale (einschließlich einer gewissen Umgebung) mit einer *nicht* aktivierten neutralen Teilchen reagiert. Die Häufigkeit solcher Vorgänge ist proportional der Zahl der gaskinetischen Stöße gewöhnlicher Gaspartikel auf den Fänger, wobei

$$N^0 = \zeta(T) \cdot N$$

ist und $\zeta(T)$ sich aus der kinetischen Gastheorie ergibt. Erst recht kann natürlich eine von einem aktivierten Teilchen getroffene Stelle mit einem aktiven Teilchen der einen oder anderen Art reagieren, wobei die Häufigkeit der erfolgreichen Stöße der Zahl der Stöße jeweils „zweiten“ Partikel proportional ist. Man hat also

$$a_1 N = u_{10} N^0 + u_{11} N_1 + u_{12} N_2$$

$$a_2 N = u_{20} N^0 + u_{21} N_1 + u_{22} N_2,$$

oder wegen (4), (7)

$$a_1 = u_{10} \cdot \zeta + u_{11} \cdot \xi + u_{12} \cdot q \xi$$

$$a_2 = u_{20} \cdot \zeta + u_{21} \cdot \xi + u_{22} \cdot q \xi,$$

worin die beiden Tripel u_{ik} nunmehr die Aufzehrungsmechanismen repräsentieren, während die an-

¹ Wie in I soll ein Effekt als „von n -ter Ordnung“ bezeichnet werden, wenn an dem Elementarprozeß n Gaspartikel (unmittelbar oder mittelbar) beteiligt sind.

oren der Glieder der rechten Seiten der Gln. (9) durch die Verhältnisse im Gasraum bzw. durch den Entladungsmechanismus bestimmt sind.

Die durch ein auf den Fänger treffendes Teilchen wirkte *Desorption* wird im wesentlichen durch drei Verhältnisse bestimmt; diese sind: 1. die Energie des auftreffenden Teilchens; 2. die Bindungsenergie der aufgezehrten Teilchen; 3. der Mechanismus des Zusammenwirkens der unter 1. und 2. genannten Energien.

Die Primärenergie der auftreffenden Partikel hängt von Art und Betrag von der Entladung ab:

Die Anzahlen der sekundlich erzeugten Teilchen verschiedenen Energiezustandes werden bei gegebenem Druck durch die Parameter ζ , ξ , q bestimmt, wobei die Verteilungsfunktionen einer Art im allgemeinen Falle eine Verteilung der Energiebeträge aufweisen. Bei den hier in Betracht gezogenen Entladungsformen ändern sich die Verteilungsfunktionen während der Messung dann höchstens geringfügig, wenn ein größerer Druckbereich durchlaufen wird. Soweit es kinetische Energie betrifft, kann über diese sogar weitgehend verfügt werden.

Die Bindungsenergien der aufgezehrten Teilchen N^* hängen sich nach den Prozessen, durch welche die Entladung bewirkt wurde; im allgemeinen Falle entstehen verschiedenen Primärenergien auch verschiedene Bindungsenergien, die sich wiederum nach Art und Betrag unterscheiden können, d. h. es ergeben sich verschiedene Verteilungsfunktionen. Diese Verteilungsfunktionen hängen aber auch von dem Verhältnis der Teilchen zu einer verschiedenen Reaktionsordnung ab, mithin von der Flächendichte des Teilchenbombardements. Nach Gln. (6) bis (9) kommt es herbei nicht lediglich auf das Verhältnis der Größen ζ , ξ , q an, sondern auch auf deren Beträge, und überdies auf die Teilchenzahl N bzw. auf den Druck $p(N)$. Ist der Meßraum nicht abgeschlossen, so hängen N , und damit auch N^* und die Verteilung der Bindungsenergien, zudem noch unmittelbar von der Zeit ab. Bei nichtverschwindender Teilchenbelastung N_0^* ist die Verteilung der Bindungsenergien überdies bereits mit einem Teil vorgegeben.

Was die Wechselwirkung zwischen desorbierenden und gebundenen Teilchen betrifft, so können die Desorptionsprozesse ihrer Natur nach verschieden von den Desorptionsprozessen sein — oder es handelt sich nur um verschiedene Seiten einer und derselben Art von Wechselwirkung. Ferner ist hierfür grundsätzlich auch die Möglichkeit der Umwandlung verschiedener Energieformen ineinander zu rechnen.

Mindestvoraussetzung für die Anwendbarkeit einer statistischen Methode ist hier, daß es ausreicht, die auftretenden Verteilungsfunktionen durch Mittelwerte zu ersetzen. Da aber ein Zusammenhang zwischen den Wirkungen verschiedenartiger Teilchenzustände a priori nicht angegeben werden kann, ließe sich der Gesamtvorgang in Strenge dann immer noch mit Hilfe eines Systems von zwei gekoppelten Differentialgleichungen beschreiben.

Bei der Desorption sind die Verhältnisse insoweit erheblich komplizierter als bei der Bindung. Kinetisch von Bedeutung ist aber die Tatsache, daß die Bindungsfestigkeit der aufgezehrten Teilchen nicht entferntesten in so weiten Grenzen veränderlich wie jene Variablen, welche die Häufigkeit der Vorgänge bestimmen. Wir wissen z. B. aus I, daß unter

gewissen Voraussetzungen eine ziemlich genaue analytische Darstellung von Aufzehrungskurven mit Hilfe eines konstanten Desorptionskoeffizienten b selbst dann noch möglich ist, wenn bei den Messungen ein Druckbereich von mehr als einer Zehnerpotenz durchlaufen wird. Entsprechendes gilt demzufolge auch für die Koeffizienten b_1 , b_2 der erweiterten Darstellung gemäß Gln. (3) bis (6). Nach dem Obigen können aber diese Größen keine eigentlichen Konstanten sein, sondern nur Parameter, deren Werte sich nach den jeweiligen Versuchsbedingungen richten. Für die Beurteilung von Meßergebnissen ist es daher wichtig, die oben erwähnten Zusammenhänge nicht außer acht zu lassen. Ist andererseits eine vereinfachte Darstellung mit Hilfe einer gewöhnlichen Differentialgleichung und mit konstanten Desorptionsparametern b_1 , b_2 möglich, so bedeutet dies bereits eine ziemlich weitgehende Aussage.

Im allgemeinen Falle ist also

$$b_1 = b_1(N_0^*, N, \zeta, \xi, q, t) \quad (10)$$

$$b_2 = b_2(N_0^*, N, \zeta, \xi, q, t), \quad (10')$$

d. h. auch bei konstanten Werten von ζ , ξ , q kann höchstens der Verlauf der instantanen Desorptionswahrscheinlichkeiten als Funktion von N bzw. N und t untersucht werden. Ist der Meßraum abgeschlossen, so wird der Kurvenverlauf bei Konstanz von ζ , ξ , q bereits durch Vorgabe von N_0 bestimmt, d. h. es ist

$$b_1 = b_1(N_0^*, N_0, \zeta, \xi, q) \quad (11)$$

$$b_2 = b_2(N_0^*, N_0, \zeta, \xi, q). \quad (11')$$

Wir setzen jetzt in den Klammerausdruck von Gl. (5)

$$S_1 + q S_2 = S \quad (12)$$

die Gln. (6) ein. Damit wird

$$S = A_1 + q A_2 + (a_1 + q a_2) N - (b_1 + q b_2) N^* \quad (13)$$

und nach Einsetzen der Gln. (9) in Gl. (13)

$$S = A_1 + q A_2 + [(u_{10} + q u_{20}) \zeta + (u_{11} + q u_{12} + \{ + q u_{21} + q^2 u_{22}) \xi] N - (b_1 + q b_2) N^*. \quad (14)$$

Hierin vertreten die Glieder $q u_{12}$ und $q u_{21}$ die bimolekularen Reaktionswahrscheinlichkeiten für das Zusammenwirken verschiedenartiger Teilchenzustände; wobei das eine Mal ein Teilchen der Sorte 1, das andere Mal eines der Sorte 2 als zuerst auftreffend betrachtet wird (vgl. I, § 2). Wenn es aber nur auf die beigesteuerten Energien, nicht jedoch auf die Reihenfolge ihres Auftretens ankommt, ist in (14)

$$u_{12} = u_{21}$$

zu setzen.

Die Abhängigkeit der Größe S von der Ionisierung hat besondere Bedeutung, weil diese Variable leicht in einem Bereich von mehreren Größenordnungen verändert werden kann, sei es mit Hilfe eines ionisierenden Elektronenstromes, sei es durch Anwendung eines Magnetfeldes. Es ist daher zu erwarten, daß sich mit Hilfe starker Variierung von ξ eindeutige experimentelle Aussagen erzielen lassen. Mit Rücksicht hierauf schreiben wir jetzt an Stelle von (11), (11') einfacher

$$b_1 = b_1(\xi) \quad (15)$$

$$b_2 = b_2(\xi), \quad (15')$$

und im Hinblick auf (14) für $S(N, N^*, \xi)$

$$S = A + a(\xi)N - b(\xi)N^*, \quad (16)$$

mit den Abkürzungen

$$A = A_1 + qA_2 \quad (17)$$

$$a(\xi) = (u_{10} + qu_{20})\xi + [u_{11} + q(u_{12} + u_{21}) + q^2u_{22}]\xi \quad (18)$$

$$b(\xi) = b_1(\xi) + qb_2(\xi). \quad (19)$$

Nach (5), (12) ist wieder

$$\frac{dN}{dt} = -\xi N \cdot S(N, N^*, \xi). \quad (20)$$

Die Darstellung (20) ist Analog der in I gegebenen, jedoch mit dem Unterschied, daß S hier die auf ein Ion (bei der Zählung) entfallenden Beiträge beider Arten von Teilchenzuständen zu dem Gesamtvorgang angibt, während S in I nur die von den einzelnen Ionen

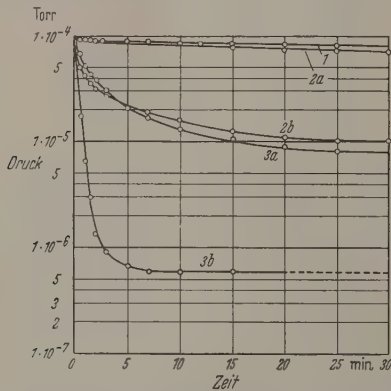


Abb. 1. Aufzehrung von Helium, Argon und Stickstoff an Glas: Abhängigkeit des Grenzvakuums von der Ionisierung. Kurve 1: Helium mit Magnetfeld; Kurve 2a: Argon ohne Magnetfeld; Kurve 2b: Argon mit Magnetfeld; Kurve 3a: Stickstoff ohne Magnetfeld; Kurve 3b: Stickstoff mit Magnetfeld; (Anodenspannung: 800 V; Magnetfeld: 240 Oe); Messung: v. MEYEREN

verursachten Prozesse vertrat. Ferner ist jetzt an Hand der Gln. (17), (18), (19) zu erkennen, in welcher Weise die Parameter von den Eigenschaften der beteiligten Stoffe und von den Verhältnissen im Gasraum abhängen. Besonders hat der Koeffizient der Bindungsreaktion zweiter Ordnung die Gestalt

$$a(\xi) = a^0 + a' \cdot \xi, \quad (21)$$

mit

$$a^0 = (u_{10} + qu_{20})\xi(T) \quad (22)$$

$$a' = u_{11} + q(u_{12} + u_{21}) + q^2u_{22}, \quad (23)$$

wobei zu beachten ist, daß nach den Gln. (9), (18), (21), (23) eine beobachtete ξ -Abhängigkeit des Aufzehrungseffektes im allgemeinen nicht nur durch Ionen bewirkt wird, in speziellen Fällen nicht einmal von Ionen herzurühren braucht.

Existieren mehr als zwei Arten des aufzehrungsaktiven Teilchenzustandes, so ergeben sich ceteris paribus grundsätzlich dieselben Verhältnisse, und die obigen Beziehungen sind lediglich um entsprechende Glieder zu erweitern.

§ 2. Mechanismus der Vorgänge

1. Das Hauptmerkmal der gegebenen Darstellung ist die besondere Rolle, welche der Flächendichte des Teilchenbombardements zukommt:

In I wurde gezeigt, daß bereits im Hochvakuumbereich Zweiteilchen-Reaktionen wesentlich werden. In Anbetracht der bei diesen Drucken noch geringen Dichten ist von vornherein damit zu rechnen, daß der räumliche Bereich des Zusammenwirkens der eintreffenden Bindungsproben hervorruftenden Gaspertikel lediglich durch deren gaskinetischen Durchmesser bestimmt wird. In I, § 2 und in dem vorigen I, § 3 wurde davon ausgegangen, daß die Verhältnisse der Energieübertragung auf das Festkörpermateriale und der Energieausbreitung darin entscheidend sind, und wir haben jetzt zu untersuchen, welche Art der Wechselwirkung zwischen Gaspartikeln und Festkörperteilchen die beobachteten Erscheinungen widerspruchsfrei erklärt werden können.

Wir orientieren uns zunächst wieder am Experiment: Die Abb. 1 zeigt Messungen der elektrischen Aufzehrung an Glas (bei abgeschlossenem Meßraum) von v. MEYEREN [3], und zwar mit den Anfangsbedingungen

$$N_0^* = 0$$

$$N_0 = 1 \cdot 10^{-4}$$

Ersichtlich ist jedesmal

$$N_{\infty} \neq 0.$$

Bei einem Teil dieser Messungen wurde die Ionisierung, und damit die Flächendichte des Teilchenbombardements, durch Anwendung eines Magnetfeldes stark erhöht. Das Edelgas Helium (Kurve 1) zeigt überhaupt nur mit Magnetfeld eine meßbare Aufzehrung; bei Argon (Kurven 2) und Stickstoff (Kurven 3) liegt das mit Magnetfeld sich ergebende Grenzvakuum (s. Kurven 2b, 3b) sehr viel tiefer als bei den ohne Magnetfeld gemessenen Kurven (2a, 3a). Für Luft und Wasserstoff erhielt v. MEYEREN [4] sprechende Ergebnisse.

Diese Erniedrigung von $p_{\infty}(N_{\infty})$ kann hier nur lediglich davon herrühren, daß infolge der Vergrößerung von ξ durch das Magnetfeld das Verhältnis spontaner Desorption (oder Einströmen von Gas durch Undichtigkeiten) und Aufzehrung sich zugunsten der Aufzehrung verschob; denn wurde nach Erreichen des Grenzvakuums die Entladung durch Ausschalten der Kathodenheizung beendet, so stieg der Druck in der Apparatur im Laufe von 9 Std von z. B. $1 \cdot 10^{-6}$ Torr auf $1,7 \cdot 10^{-5}$ Torr an [4]. Hieraus ergibt sich, daß nach 30 min ein Druckanstieg von weniger als $1 \cdot 10^{-6}$ Torr wenn mit der maximalen Geschwindigkeit des Druckanstieges (nach Beendigung der Aufzehrung) gerechnet wird. Da die durch das Magnetfeld bewirkten Änderungen des Grenzvakuums aber ein Vielfaches von $1 \cdot 10^{-6}$ Torr betragen, so können diese nicht überwiegend von dem Einfluß spontaner Desorption oder von Undichtigkeiten herrühren.

Nach I, § 3 ist im Hinblick auf die obigen Beziehungen

$$N_{\infty} = \frac{b(\xi)N_0 - A}{a(\xi) + b(\xi)}.$$

Bei intensiver Aufzehrung ist hierin nach I, § 6

$$a(\xi) \gg b(\xi),$$

und es stellt sich die Frage, ob die durch Vergrößerung von ξ bewirkte Erniedrigung von N_{∞} überwiegend durch Größerwerden von $a(\xi)$ oder durch Kleinerwerden von $b(\xi)$ in Gl. (24) erzeugt wird.

Die Erfahrung spricht für die erste Möglichkeit; sie läßt sich das gebundene Gas bereits bei Temperaturen wieder austreiben, welche lediglich einen kleinen Bruchteil der Energie von 1 eV (für thermischen Einzelstoß) entsprechen, sondern es ist in der Regel bei gewöhnlichen Temperaturen auch eine nennenswerte spontane Desorption vorhanden. Die Bindungsfestigkeiten der aufgezehrten Partikel sind daher durch eine niedrige obere Schranke und nicht allzu niedrige untere Schranke eingeschlossen, weshalb auch das Verhältnis dieser Energiegrößen nicht in weiten Grenzen variabel ist. Entsprechendes gilt von $b(\xi)$, während $a(\xi)$ sehr stark von ξ abhängen kann: Wenn nämlich in Gl. (21) das Glied q dominiert. Ist daher die Beziehung (24) gültig, so ist die Erniedrigung des Grenzvakuums bei den Versuchen mit Magnetfeld von einer Vergrößerung des Wertes $a(\xi)$ im Nenner herrühren. Dies gilt natürlich auch dann noch, wenn die Voraussetzungen einer einfachen Darstellung nur annähernd erfüllt sind, wenn also die Größe $a(\xi)$ in komplizierterer Form von ξ abhängt als nach Gl. (21). Wenn, wie hier, die Einstellung des Grenzvakuums ohnehin bei vergleichsweise tiefen Drucken erfolgt, so gilt dies a fortiori, daß die Entladungsverhältnisse genau bekannt sein brauchen. In jedem Falle folgt daher aus der beobachteten ξ -Abhängigkeit des Grenzvakuums, daß in Gl. (21) zum mindesten beim Übergang zu hohen Werten

$$a'' \ll a' \xi$$

1, d.h. die Zweiteilchen-Reaktionen sind dann sicherlich nicht vorwiegend solche, bei denen das "reife" Teilchen eines im *unaktivierten* neutralen Zustand ist.

Das Verhältnis der Beiträge der verschiedenen *vierten* Zustände richtet sich zunächst nach der Abhängigkeit von deren Erzeugung, welche in Gl. (23) durch die Größe q zum Ausdruck kommt. Beschränkt auf die Betrachtung zunächst auf *Edelgase*, so kann q nicht groß im Vergleich zur Einheit werden: Sie kommen nämlich als aufzehrungsaktive neutrale Teilchen nur angeregte (bzw. metastabile) *Atome* mit geringerer Geschwindigkeit in Betracht, während die Zahl der durch Entladung schneller Ionen entstandenen *schnellen* neutralen Teilchen unter den vorgeschetzten Bedingungen klein bleibt¹.

Ferner ist die Wahrscheinlichkeit der Anregung durch Ionenstoß von vornherein gering im Vergleich mit der durch Elektronen. Da die Elektronen bei der Entladung mit Magnetfeld überdies sehr viel längere Wegstrecken zurücklegen, erfolgen die Anregungszustände weit überwiegend durch Elektronen. Dann kommen aber auch die weit überwiegende Mehrzahl der angeregten Atome aus stoßmechanischen Gründen nur mit geringen Geschwindigkeiten; mit der Folge, daß die aktivierten Partikel infolge der sehr kurzen Lebensdauer der angeregten Zustände noch vor Erreichen der Auffänger wieder in den Grundzustand übergehen, während die Erzeugung der relativ langlebigen metastabilen Zustände ohnehin mit sehr viel geringerer Wahrscheinlichkeit als die Ionisierung stattfindet, so daß man von besonderen Entladungsformen (s. unten)

In neuerer Zeit haben WEISS, HELDT und MOORE [5] anhand von Messungen der Kathodenzerstäubung nachgewiesen, daß bei höheren Drucken die von schnellen neutralen Teilchen herrührenden Wirkungen sogar *dominieren* können.

absieht. Aus alledem folgt, daß hier in den Gln. (14), (18), (23) der Beitrag des Gliedes u_{11} dominieren muß. Mithin rührt die durch die Vergrößerung von ξ bedingte Erniedrigung von N_∞ bei den obigen Messungen an *Argon* und *Helium* auch nicht vorwiegend von solchen Zwei-Teilchen-Prozessen her, bei denen ein Teilchen sich im angeregten (metastabilen) Zustand befindet, sondern von Ion-Ion-Prozessen.

Soweit überhaupt aktive neutrale Edelgasteilchen existieren, unterscheiden sich *Ionen* von diesen in der Regel nicht nur durch ihre höhere kinetische Energie, sondern auch dadurch, daß die Anregungsenergie den größtmöglichen Betrag hat. MIERDEL [6] zeigte jedoch, daß in der *elektrodenlosen Ringentladung* selbst bei intensiver Anregung *keine* meßbare Aufzehrung von *Argon* stattfindet. Bei diesen Versuchen betrugen die Frequenz des HF-Feldes etwa 3 MHz und die Entladungsspannung 26 kV (Funkenanregung). Die unter solchen Bedingungen gebildeten Ionen konnten in dem HF-Feld wegen ihrer relativ großen Trägheit nur geringe kinetische Energien von maximal 5 eV erlangen, während die Elektronen sehr viel höhere Voltgeschwindigkeiten (maximal 9 keV) erreichten. Die weit überwiegende Mehrzahl der an der Entladung beteiligten Elektronen besaß daher Energien, die zur Erzeugung aller bei Argonatomaten möglichen Anregungszustände ausreichten. Andererseits fand MIERDEL, daß chemisch aktive Gase unter gleichen Bedingungen sehr wohl stark aufgezehrt werden. In diesen Fällen konnte das von der Glaswandung des Entladungsgefäßes gebundene Gas bereits durch Erhitzen auf 100° C wieder vollständig ausgetrieben werden; also durch Energien, die nur Bruchteilen von 1 eV entsprachen. Wenn daher auch ein Teil der freien Elektronen mit vergleichsweise hoher Energie auf die Wandung des Entladungsgefäßes traf und dort Desorption hervorrief, so konnte dieser Effekt nur geringfügig sein. Dann aber konnte auch bei Argon das Fehlen einer meßbaren Aufzehrung nicht davon herrühren, daß zwar primär Aufzehrung stattfand, diese aber durch gleichzeitig auftretende elektronische Desorption wieder rückgängig gemacht wurde. Aus diesen Versuchen ist daher zu schließen, daß bei *Argon* angeregte (metastabile) Atome als aufzehrungsaktive neutrale Partikel überhaupt nicht in Betracht kommen, mithin

$$A_2 = 0,$$

$$u_{20} = u_{22} = 0$$

ist. Darüber hinaus ergibt sich, daß auch eine *geringe* kinetische Energie von Argonionen (von einigen Elektronenvolt) nicht Aufzehrung hervorrufen kann; in *diesen* Fällen ist also auch

$$A_1 = 0,$$

$$u_{10} = u_{11} = u_{12} = u_{21} = 0.$$

Hieraus ist zu schließen, daß die starke elektrische Aufzehrung von Argon bei den Messungen von v. MEYEREN der vergleichsweise hohen *kinetischen* Energie der Ionen zuzuschreiben ist, die im Mittel mehrere hundert Elektronenvolt betrug. Im besonderen folgt aus der Abhängigkeit des Grenzvakuums von der Ionisierungsdichte, daß ein von der kinetischen Energie der Gasteilchen abhängender Bindungseffekt *zweiter* Ordnung existiert, der bei hinreichend hoher Dichte des Teilchenbombardements sogar *dominiert*.

Dieser von der Struktur der Elektronenhüllen der Gasatome weitgehend unabhängige Bindungseffekt muß naturgemäß auch bei anderen Edelgasen als Argon, ja sogar bei chemisch aktiven Gasen vorhanden sein, d.h. Effekte anderer Natur können höchstens hinzutreten; im Bereich mittlerer Teilchengeschwindigkeiten muß daher immer

$$u_{11} \neq 0$$

sein, soweit überhaupt ein Bindungseffekt zweiter Ordnung beobachtet wird. In der Tat verhält sich die Aufzehrung von Stickstoff (s. oben Kurven 3), ferner von *Luft* und *Wasserstoff* [4] gegenüber Anwendung eines Magnetfeldes im wesentlichen so wie die von Argon; sie ist lediglich noch intensiver.

2. Durch das Auftreten eines starken Bindungseffektes von höherer als erster Ordnung schon bei geringen Dichten des Teilchenbombardements auf den Fänger sowie durch das Fehlen eines charakteristischen Unterschiedes zwischen Edelgasen und chemisch aktiven Gasen bei nicht zu kleinen Dichten werden einige Fragen aufgeworfen, welche für die genauere Untersuchung der Aufzehrungserscheinungen sowie überhaupt zum Verständnis der Wechselwirkung zwischen mittelschnellen schweren Teilchen und Festkörperoberflächen wichtig sind:

a) Welcher Art ist die für die Aufzehrung verantwortliche Wechselwirkung zwischen Gasteilchen und Festkörperatomen?

b) Sind Prozesse verschiedener Ordnung notwendig auch ihrer Natur nach verschieden bzw. unter welchen Voraussetzungen ist dies der Fall?

c) Wird die durch auftreffende Partikel hervorgerufene Wiederbefreiung aufgezehrten Gases durch einen Mechanismus bewirkt, der von dem Vorgang der Gasbindung wesensverschieden ist, oder handelt es sich hierbei um zwei Seiten einer und derselben Art von Wechselwirkung mit dem Festkörpermaterial?

a)

Soweit Vorgänge existieren, die phänomenologisch als von der Hüllenstruktur der Gaspartikel weitgehend unabhängig behandelt werden können, ist bereits a priori auch mit einer Art von Wechselwirkung zu rechnen, die von der Elektronenstruktur der Festkörperteilchen ebenfalls nicht abhängt. Bei solchen offenbar nicht von Attraktionskräften zwischen Gas- und Festkörperteilchen herrührenden Effekten müssen sich für *Metalle* grundsätzlich dieselben Verhältnisse ergeben wie für *Glas*; was in der Tat zutrifft: Die elektrische Aufzehrung durch Metallelektroden ist zwar bei niedriger Ionenenergie in der Regel sehr gering, sie wird jedoch bereits bei Energien zwischen 10^3 und 10^4 eV mit der Aufzehrung an Glas vergleichbar. Unzweifelhaft kommt es hierbei *ganz besonders* auf die *kinetische* Energie der Gasteilchen an. BROWN und LECK [7] fanden bei Aufzehrungs- und Desorptionsversuchen mit Philips-Vakuummessern, daß auch verschiedene Kombinationen Gas/Kathodenmetall in dem untersuchten Energiebereich *nicht* zu charakteristischen Unterschieden führten.

Ferner beobachtete v. MEYEREN bei den obigen Messungen an *Helium*, daß die gesamte Menge des aufgezehrten Gases schon bei Zimmertemperatur nach kurzer Zeit wieder von selbst zum Vorschein kam, wenn das Magnetfeld nicht mehr wirksam war.

Diese Aufzehrung von Helium konnte sicherlich durch Attraktionskräfte bewirkt worden sein, die Atome waren vielmehr in das Glas eingedrungen; die beobachtete Druckerniedrigung mußte davon rühren, daß in der Zeiteinheit mehr beschleunigte Heliumatome in das Material eindringen als in der selben Zeit wieder spontan austreten konnten. Andererseits stellten bereits KINGDON und LANGMUIR bei Kathodenzerstäubungsversuchen an *thorhaltigen Wolframdrähten* fest, daß Helium selbst bei Ionenenergien von weniger als 400 eV in Mengen aufgezehrt wurde, die manchmal der Anzahl der in 13 Atome enthaltene Wolframteilchen entsprachen; wobei die Befreiung des gebundenen Gases erst durch 1 bis 2 min langes Erhitzen des Wolframdrahtes auf 1800°C erreicht werden konnte. Hier mußten also die Heliumatome tief in das Metall eingedrungen sein.

Nach allem ist anzunehmen, daß die quantitativen Unterschiede in dem Verhalten der elektrischen Aufzehrung von *Glas* und *Metall* unter diesen Bedingungen lediglich eine Folge der unterschiedlich dichten Packung der Festkörperteilchen sind. Im besonderen muß der unterschiedliche Energieaufwand, der zur Wiederbefreiung der Gaspartikel erforderlich ist, dem in den Materialarten verschiedenen großen Diffusionskoeffizienten zugeschrieben werden; es sei denn, mit Veränderung der Packungsdichte der Festkörperteilchen die *Eindringtiefe* der Fremtteilchen mindestens in demselben Verhältnis zu- oder abnimmt wie der Diffusionskoeffizient. Ob dies zutrifft, hängt davon ab, in welcher Weise die auf den Fänger treffenden Fremtteilchen ihre kinetische Energie beim Eindringen in das Material verlieren.

Soweit die Wechselwirkung nicht von der Hüllenstruktur der eindringenden Partikel abhängt, ist es ein Prinzip auch gleichgültig, ob die *Fremtteilchen* Gas- oder Metallatome sind¹. Es existieren nun gerade in dem hier in Rede stehenden Bereich *mittlerer* Geschwindigkeiten Messungen an Alkalimetall-Ionen (BRUNÉE [10], welche die *Reflexion* an *Molybdän* betreffen; theoretisch wurde dieses Problem von v. ROOS [11] behandelt². Nach diesen Arbeiten dringen mittelschnelle schwere Teilchen, ungeachtet der dichten Packung der Festkörperatome, je nach ihrer kinetischen Energie mehr oder minder tief in das Material ein, d.h. es findet eine starke gegenseitige Durchdringung der Elektronenhüllen von Fremdelementen und Festkörperteilchen statt. Gleichwohl hängt hier die Abgabe von kinetischer Energie an die einzelnen Festkörperatome nur unbedeutend von den Hülleneigenschaften, vielmehr fast ausschließlich von dem Massenverhältnis der jeweiligen Stoßpartner und von dem Streuwinkel ab; und zwar in einer Weise, welche angenähert dem klassischen Modell des Stoßes zwischen freien, starrelastischen Kugeln entspricht. Man erhält ein eindringendes Teilchen in der Regel mehrere Zusammenstöße mit Gitteratomen; bei jedem l -ten Stoß wird der Energiebetrag

$$\varepsilon_l = 4 \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 \frac{\Theta_l}{2} \cdot E_{l-1} \quad (l = 1, 2, \dots, r)$$

¹ KENTY [9] untersuchte die elektrische Aufzehrung von Quecksilberdampf an *Glas*.

² Das verwandte Problem der *Erzeugung von Störstrahlung* in einem Festkörperlattice durch ein Bombardement mit schweren Teilchen hatten theoretisch bereits früher SEITZ [12] in allgemeinerer Form, speziell für *Neutronen* SNYDER und NEUFELD [13] untersucht.

gegeben (M_1 = Masse des Fremdteilchens; M_2 = Masse des Gitteratoms; Θ_l = Streuwinkel im Schwerpunktsystem der an dem l -ten Stoß beteiligten Partikel; E_{l-1} = kinetische Energie des Fremdteilchens vor dem ($l-1$)-ten und l -ten Stoß).

Bei dieser Art von Wechselwirkung werden die Fremdpartikel bereits durch wenige Zusammenstöße mit Gitteratomen auf Energien unter 100 eV abgebremst, wonach bald keine weiteren Zusammenstöße mehr erfolgen, weil die Energie kleiner wird als der zur Eindringdurchdringung erforderliche Mindestbetrag. Der Wirkungsquerschnitt für diese Einzelschritte der Energiedissipation ist naturgemäß mit der Größenordnung der Dimensionen der Elementarzelle des Gitters vergleichbar, und die Streuung ist *isotrop* im Schwerpunktsystem. Im Gültigkeitsbereich dieses Modells kann daher die maximale Zahl r von Zusammenstößen, die ein Fremdteilchen im Gitter in nur geringer Entfernung voneinander erleidet, auch bei gleichsweise hohen Primärenergien nur mäßig hoch sein. Da aber die Fortbewegung hierbei nicht geradlinig erfolgt, vielmehr für jeden Streuprozess alle Richtungen gleich wahrscheinlich sind, ist die mittlere Eindringtiefe der Fremdteilchen relativ *gering*.

Gegenüber Veränderung der Gitterdimensionen ist diese Art der Wechselwirkung unempfindlich im Vergleich zur Diffusion: Werden beim Übergang zu größeren und größeren Abmessungen der Elementarzelle die Lücken zwischen den Festkörperteilchen mit der Größe der Fremdpartikel vergleichbar, so wird die Aktivierungsenergie des Diffusionsvorganges rasch sehr klein; im Gegensatz zu der Trefferwahrscheinlichkeit für den Stoß zwischen Fremd- und Festkörperteilchen, die im Bereich mittlerer Geschwindigkeiten wegen des relativ großen Wirkungsquerschnittes von hoher Größenordnung bleibt. Daher ist die von anisotrop-elastischer Streuung herrührende Energiedissipation immer ziemlich stark, während ein Fremdteilchen durch *Diffusion* auf einem Wege vergleichsweise geringen Energieaufwandes über größere Entfernungen weiterbefördert werden kann, wenn auch hierbei die Zahl der nicht erfolgreichen energiearmen (ermischten) Stöße hoch ist. Aus alledem ist zu folgern, daß bei mittleren Geschwindigkeiten zwar nicht die Eindringtiefe der kleinen Heliumatome in das unverhältnismäßig viel größer sein kann als in Metall, wohl aber ihr Diffusionskoeffizient.

Berücksichtigt man, daß die Wechselwirkung in diesen Fällen nicht von der chemischen Beschaffenheit der Fremdteilchen abhängt, so ist aus den obigen Überlegungen an Metallionen auch für beliebige Gasteilchen auf die Existenz eines Bindungseffektes *erster Ordnung* zu schließen, welcher nicht von Attraktionskräften herrührt. Dies ist hier einfach eine Folge des *Impulssatzes*, weil immer eine von der Materialoberfläche senkrecht ins Innere gerichtete Bewegungsimpulskomponente resultieren muß. Da z.B. bei BRUNNÉES Versuchen Alkali-Ionen wegen ihrer kleinen Ionisierungsarbeit die Metalloberfläche nur zu einem verhältnismäßig geringen Bruchteil als neutrale Atome verlassen konnten, hatten sich keine „reflektierten“ Ionen der Messung entzogen; d.h. die gemessenen reflektierten Ionen stellten gleichzeitig alle überhaupt getretenen Teilchen dar. Die große Zahl der nicht reflektierten Partikel war also tatsächlich in dem Metall verblieben. Entsprechendes muß aber auch für

Gaspartikel gelten. Bei nicht zu kleinen Teilchengeschwindigkeiten ist daher immer

$$A_1 \neq 0.$$

Nach diesem Mechanismus können Fremdteilchen zwar nur dann in ein Festkörpermateriale mit dichter Packung der Atome eindringen, wenn ihre *kinetische* Energie einen bestimmten Mindestbetrag überschreitet; aber trotzdem handelt es sich hier nicht um einen „Einschuß-Effekt“ im herkömmlichen Sinne, weil das eindringende Teilchen an den Festkörperatomen nacheinander in ganz verschiedene Richtungen gestreut wird. Aus diesem Grunde existiert jedoch im Mittel immer auch eine von der Materialoberfläche *nach außen* gerichtete Impulskomponente; da die nach dem obigen Modell sich ergebende *Verteilung* der Streurichtungen bei nicht zu kleinen Geschwindigkeiten von der Primärenergie unabhängig ist, ist die Anzahl der wieder austretenden („reflektierten“) Teilchen näherungsweise ebenfalls *nicht* eine Funktion der Energie. Entsprechendes gilt für die *Anzahl* der nicht austretenden, also „aufgezehrten“ Partikel. Dagegen hängt in der Beziehung (25) die maximale Stoßzahl r , mithin die mittlere Eindringtiefe, sehr wohl erheblich von der Primärenergie ab, und zwar nimmt sie mit dieser *monoton* zu.

Bei der Aufzehrung in einem abgeschlossenen Rezipienten strebt auch im Falle eines metallenen Auffängers der Druck in der Regel einem endlichen Grenzwert zu, und nach neuerlichem Gaseinlaß wird auch erneut starkes Absinken des Druckes beobachtet; was bedeutet, daß das allmähliche Nachlassen der Aufzehrung nicht eine Folge echter sorptiver Sättigung sein kann. Nach I, § 2 müssen daher auch bei Metallen Bindungseffekte von höherer als erster Ordnung existieren. Besteht jedoch in dieser Hinsicht ebenfalls kein grundsätzlicher Unterschied im Vergleich zur Aufzehrung an Glas, so liegt es nahe, die Effekte von höherer als erster Ordnung in gleicher Weise aus dem obigen Mechanismus herzuleiten. Hierbei muß es naturgemäß auch auf Seiten der Festkörperatome vor allem auf die mitgeteilte *kinetische* Energie ankommen.

b)

Ein in den Auffänger eindringendes Gaspartikel überträgt seine Energie zum Großteil gemäß Gl. (25) auf das Material, wobei die Zahl r der getroffenen Gitteratome von der Primärenergie des Gasteilchens abhängt. Ist die Primärenergie hinreichend hoch, so sind die Beträge ε_l zum Teil so groß, daß die getroffenen Festkörperatome auf Zwischengitterplätze befördert werden. Soweit ε_l kleiner ist als die hierzu erforderliche Mindestenergie (welche nach SEITZ [12] das 2 bis $2\frac{1}{2}$ -fache der Bindungsenergie zwischen den Gitteratomen beträgt), werden durch die Stöße nur akustische Schwingungen angeregt. Aber auch bei der Erzeugung von Störstellen werden gleichzeitig Gitterschwingungen erregt, und die für beide Vorgänge aufgewendeten Energieanteile sind nach SEITZ in der Regel von gleicher Größenordnung; SNYDER und NEUFELD [13] zeigten, daß dies auch dann noch gilt, wenn die Energie der Rückstoßatome so groß ist, daß diese im Festkörpergitter ihrerseits sekundäre, tertiäre usw. Rückstoßatome erzeugen können.

Je nach der Primärenergie eines Gaspartikels erhalten also in einer gewissen Umgebung der Einfalls-

stelle mehr oder minder viele Festkörperatome erhebliche Energiebeträge mitgeteilt, sei es unmittelbar durch Teilchenstoß, sei es infolge der Bindungskräfte zwischen den Gitteratomen durch Koppelungswellen. Diese Wirkungen dauern in jedem Falle nur kurze Zeit an: Wegen der im Mittel hohen Geschwindigkeit der an den Stoßprozessen teilnehmenden Partikel wird die Zahl der bis zur Abbremsung erforderlichen Stöße in kürzester Zeit absolviert; die mitentstehenden Debye-Wellen treten ebenfalls in kurzer Zeit aus dem Bereich ihrer Erzeugung aus und entarten infolge der starken Koppelung zwischen den Gitteratomen bald in thermische Agitation. Hier besagt zunächst eine experimentell gefundene näherungsweise Energieunabhängigkeit der Reflexion, daß die durch den Einfall eines elektrisch beschleunigten Fremdteilchens bewirkte örtliche Temperaturerhöhung relativ gering, mithin der gleichzeitig mit dem Bindungseffekt erster Ordnung auftretende gegenläufige Effekt gleicher Ordnung nicht vorwiegend als Rückdiffusion aufzufassen ist, sondern als Rückstreuung.

Die Energie eines einfallenden Fremdteilchens breitet sich jedoch in dem Festkörpermaterial während einer nur endlich kurzen Zeit τ_s (vgl. I, §2) in ein Raumgebiet aus, welches ein Vielfaches des gaskinetischen Teilchenvolumens beträgt und dessen Größe mit der Primärenergie monoton zunimmt. Die Ausdehnung dieses energetisch erregten Gebietes wird zweckmäßig durch jene maximale Entfernung ρ_s von der Einfallsstelle definiert, in welcher als Folge der vorübergehenden Energieerhöhung noch Platzwechselvorgänge von Fremd- oder Festkörperpartikeln mit endlicher Wahrscheinlichkeit auftreten können. Berücksichtigt man, daß die Aktivierungsenergien der Diffusion bzw. Selbstdiffusion in Festkörpern in den meisten Fällen von der Größenordnung 0,1 bis 10 eV sind, so muß das wirksam erregte Gebiet im Hinblick auf die in der Regel sehr viel höheren Primärenergien der Gasteilchen ziemlich groß sein. Die Dauer τ_s und Reichweite ρ_s der Erregung hängen neben der Primärenergie auch von den speziellen Verhältnissen der Energiedissipation bzw. von den jeweiligen Stoßbedingungen ab; z.B. kann die Energie sich teilweise in Form von Kompressionswellen, die längs Gittergeraden fortlaufen, sogar über makroskopische Entfernungen ausbreiten.

Trifft in hinreichender räumlich-zeitlicher Nachbarschaft zu einem einfallenden Fremdteilchen ein zweites Teilchen auf das Festkörpermaterial, dann wirken in dem Durchdringungsgebiet der Erregungsbereiche beider Partikel die Energien an gewissen Stellen zusammen, und hierfür kommen alle überhaupt möglichen Kombinationen von Stoßenergie, elastischer Energie und lokaler Erhitzung in Betracht. Bei entsprechenden Dichte des Teilchenbombardements können daher auch solche Energiebeträge, die allein zu gering sind, um Platzwechselvorgänge von Festkörper- oder Fremdpartikeln zu verursachen, auf dem Wege von Effekten zweiter Ordnung wieder wirksam werden; im besonderen sind also nicht einmal die thermischen Energieanteile für irgendwelche Störstellenreaktionen ganz verloren. Da jedoch die Energien elektrisch beschleunigter Partikel fast immer als hoch im Vergleich zu gewöhnlichen thermischen Energien anzusehen sind, müssen durch ein Bombardement von mittelschnellen schweren Teilchen in dem Festkörpermaterial und an

dessen Oberfläche notwendig alle überhaupt möglichen Arten von Störstellen in beträchtlicher Zahl erzeugt und zum Teil wieder getilgt werden. Besonders kann in Fällen, wo die Fremdteilchen vermöge eigener Energie noch nicht in die Materialoberfläche einzudringen in der Lage sind, durch das Zusammenwirken von jeweils zwei Teilchen die erforderliche Mindestenergie aufgebracht werden.

Andererseits ist aus dem zugrunde gelegten Mechanismus in jedem Falle auch auf die Existenz gleichzeitig mit der Gasbindung auftretenden gegenläufigen Effekten zweiter Ordnung zu schließen, von der Anteil der Rückdiffusion naturgemäß erheblich ist als bei den Effekten erster Ordnung. Mit Rücksicht auf die Erhaltungssätze von Impuls und Energie muß aber auch hier ein positiver Effekt zweiter Ordnung resultieren.

Bei diesen Effekten besteht hinsichtlich der Natur der Bindung kein Unterschied zwischen Prozessen erster und zweiter Ordnung: In beiden Fällen besteht die kinetische Energie der Fremdteilchen ein- oder minder tiefes Eindringen in das Festkörpermaterial, und die „Bindung“ beruht eigentlich darauf, daß die eingedrungenen Teilchen durch Repulskräfte, welche von den Festkörperpartikeln ausgehen, am Wiederaustritt gehindert werden. Es handelt sich also im Ergebnis immer um mechanische Wirkungen des Teilchenbombardements. Im Unterschied zu den Effekten erster Ordnung nehmen aber nach dem Obigen die Effekte zweiter Ordnung mit der Energie monoton zu, d.h. es ist

$$u_{10}, u_{12}, u_{21} < u_{11},$$

und im Gültigkeitsbereich des Modelles der elastisch-isotropen Streuung kann sich beim Übergang zu höheren Energien auch keine Sättigungseigenschaft ergeben, vielmehr müssen sogar bald Bindungseffekte von höherer als zweiter Ordnung erwartet werden.

Von ganz anderer Art sind jene Aufzehrungseffekte, welche zwar ebenfalls durch die elektrische Entladung ausgelöst werden, aber auf Anziehungskräfte zwischen Festkörper- und Fremdteilchen beruhen und sehr erheblich von der Elektronenkorrelation der Reaktionspartner abhängen. Diese Art der Aufzehrung findet bei chemisch aktiven Gasen in der Regel gleichzeitig mit den mechanischen Effekten statt und kann daher deren Erkennen erschweren. In der Tat nahm PLÜCKER [14], als er die elektrische Gasaufzehrung bei spektroskopischen Untersuchungen entdeckte, an, daß das aufgezehrte Gas nur chemisch mit dem Kathodenmaterial reagiert.

MALIGNANT [15] beschrieb mit seinem Verfahren der Phosphorgetterung einen sehr starken elektrischen chemischen Aufzehrungseffekt, der nur unter Zuhilfenahme einer Glimmentladung auftrat. PRANTL [16] fanden, daß Verunreinigungen in Edelgasen schnell verschwanden, nachdem sie durch die Entladung des Entladungsgefäßes hatten nachgelassen, und daß die Glimmentladung erzeugte.

LUKIRSKY und PTIZYN [17] gelang der Nachweis, daß in einer unselbständigen Entladung die Aufzehrung von Stickstoff an Magnesium unter Nitridbildung erst bei jener Elektronengeschwindigkeit beginnt, welche zur Anregung eines metastabilen Niveaus erforderlich ist. Auch die beobachtete Aufzehrung

von kleiner Geschwindigkeit ist hier und in ähnlichen Fällen naturgemäß dem Anregungszustand der Elektronenhülle im Augenblick der Neutralisation zuzuschreiben.

Bei dieser Art der Erzeugung von chemischen Reaktionen wird durch die Anregungsenergie der Gasteilchen die zur Reaktion erforderliche Aktivierungsenergie zur Verfügung gestellt; eine Voraussetzung, unter Umständen erst durch das Zusammenwirken der angeregter oder ionisierter Teilchen erfüllt wird, bei auch die teilweise Umwandlung von kinetischer Energie oder Anregungsenergie in thermische Energie wirksam in Betracht kommt.

Eine andere ausgeprägte Eigenschaft chemisch aktiver Gase ist die starke Neigung zur Reaktion oder Adsorption im dissoziierten Zustand. Bereits CAMPBELL und NEW [18] hatten die Möglichkeit erwähnt, daß die elektrische Gasaufladung zum Teil von der Dissoziation der Teilchen herrührt. Dissoziationsprozesse können durch eine elektrische Entladung auf verschiedene Weise zustande kommen: durch Elektronenstoß; durch Stoß eines schweren Partikels; nach KAMANN [19] können auch Molekülionen bei der Neutralisierung zerfallen; ferner können Molekülionen beim Auftreffen auf Festkörperoberflächen infolge ihrer kinetischen Energie zerschlagen werden; schließlich besteht die Möglichkeit, daß eine Festkörperoberfläche durch Bombardement mit energiereichen Teilchen zur Dissoziation auftretender langsamer Moleküle befähigt wird. Auch hier sind also zum mindesten *priori* Zweiteilchen-Reaktionen verschiedener Art anzunehmen. Im besonderen können auch Störstellen der Festkörperoberfläche beteiligt sein, welche erst durch auftretende Ionen erzeugt wurden: indem entweder diese Störstellen erhöhte chemische Reaktionsfähigkeit besitzen, oder indem dort die in besonderem Maße fehlende Absättigung von Valenzen größeres Adsorptionsvermögen bewirkt.

Durch MERDELS Messungen der Aufzehrung von Stickstoff und Wasserstoff in der elektrodenlosen Ringladung wurde eindeutig der Beweis erbracht, daß die elektrische Gasaufladung auch bei kleinen Voltageschwindigkeiten der Teilchen stattfinden kann. KAGENER [20] fand, daß bei der elektrischen Aufzehrung dieser und anderer chemisch aktiver Gase an Arummetall neutrale Teilchen die Hauptrolle spielen, während die kinetische Energie in diesen Fällen nicht wesentlich zu sein braucht.

Bei chemisch aktiven Gasen ist daher im allgemeinen anzunehmen, daß auch

$$A_2 \neq 0$$

$$u_{20}, u_{22} \neq 0.$$

Die nicht-kinetische Energie der an den Bindungsprozessen teilnehmenden Gaspartikel wird naturgemäß ebenfalls teilweise für gegenläufige Vorgänge aufgewendet; überdies kann überschüssige Reaktionswärme in Zustandekommen einer bleibenden Verbindung hindern, was wiederum erheblich von den Verhältnissen der Energieausbreitung im Festkörpermaterial abhängt. Andererseits können auch Energiebeiträge verschiedener Art entgegengesetzte Wirkungen hervorrufen: z.B. reicht eine geringe kinetische Energie der Ionen unter Umständen aus, um chemische oder adsorptive Bindung zu verhindern, ohne daß gleichzeitig mechanische Bindung in nennenswertem Maße

stattfindet. Die Energieabhängigkeit der Reaktionskoeffizienten kann daher sowohl Schwellenwerte und Sättigungsverlauf ergeben, als auch Extrema und Wendestellen möglich; d.h. die Monotonie erscheint hier als Spezialfall.

Die Beträge der nicht-kinetischen Energieanteile können eine bestimmte, relativ niedrige obere Grenze, nämlich die Ionisierungsarbeit, nicht überschreiten. Wenn daher die Aktivierungsenergie der nicht-mechanischen Reaktionen nicht sehr viel kleiner ist als die Primärenergie der Gasteilchen, so müssen wegen der Kleinheit von ϱ_s die Prozesse erster Ordnung zum mindesten in einem größeren Dichtebereich vorherrschen als bei der mechanischen Bindung. Ist die Bindungsenergie zwischen Gas- und Festkörperteilchen klein im Vergleich zur Primärenergie der Gaspartikel (was bei adsorptiver Bindung immer, bei chemischer Bindung meistens zutrifft), so wird der bei den Prozessen von höherer als erster Ordnung auftretende Energieüberschuß teilweise das Zustandekommen bleibender Bindung verhindern.

Im Gegensatz zur mechanischen Aufzehrung, die ein Volumeneffekt ist, handelt es sich hier — soweit die kinetische Energie nicht ebenfalls beträchtlich ist, — immer um Oberflächeneffekte im engeren Sinne¹. Dies ist ein weiterer Grund für das relative Zurücktreten der Wirkungen von höherer als erster Ordnung, weil von dem Durchdringungsgebiet der Erregungsbereiche in dem oben erklärten Sinne nur Oberflächenanteile als wirksam in Betracht kommen, während die Energie sich in das Materialinnere ausbreitet. Im Falle eines Auffängers aus Metall kommt noch hinzu, daß die nicht-mechanische, also elektronische Energie der Gasteilchen, in extrem kurzer Zeit auf die Gesamtheit der Metallelektronen übergeht; daher müssen hier die Effekte von höherer als erster Ordnung wegen des besonders kleinen Wertes von τ_s vergleichsweise geringe Bedeutung haben.

Besitzen die aktivierten Gasteilchen neben elektronischer auch noch erhebliche kinetische Energie, so tritt selbst bei ziemlich geringer Dichte des Teilchenbombardements zusätzlich mechanische Bindung auf. In diesen Fällen können daher sowohl mechanische als auch nichtmechanische Bindungsreaktionen erster Ordnung mit vergleichbarer Häufigkeit auftreten.

Der klassische Einschuß-Effekt ist ebenfalls von erster Ordnung, kann aber nach dem Obigen im Bereich mittlerer Geschwindigkeiten nur erheblich werden, wenn die Größe der Fremdpartikel gering im Vergleich zu den Elementardimensionen des Festkörperrgitters, bzw. wenn die Struktur zum Teil stark aufgelockert ist.

c)

In entsprechender Weise, wie jede Energieform der Gasteilchen im allgemeinen Falle gleichzeitig mit Bindungsprozessen auch gegenläufige Effekte auslöst, kann durch diese Desorption von aufgezehrten Partikeln hervorgerufen werden. Zur Menge N^* der „aufgezehrten“ Partikel sind aber nach I, § 2 alle jene Gasteilchen

¹ Wir sehen hier ab von solchen Kombinationen Gas/Festkörpermaterial, bei denen auch ohne Beteiligung einer elektrischen Entladung Chemisorption auftritt. In diesen Fällen kann das Eindringen der Fremdteilchen in das Festkörperrgitter eine Folge der Affinität sein; z.B. gehen nach LACHER [21] bei dem System Palladium/Wasserstoff die Elektronen der H-Atome in das Leitungsband des Metalls über und die H-Kerne werden systematisch in das Gitter eingebaut.

zu rechnen, welche eine längere Zeit als τ_s in dem Festkörpermaterial (bzw. an dessen Oberfläche) verbleiben. Bei nur einer einzigen Art des aktiven Teilchenzustandes ist diese Definition eindeutig, nicht jedoch ohne weiteres im Falle von zwei (oder mehreren) Arten: weil sowohl die zur Bindungsreaktion erforderliche Mindestenergie, als auch die Primärenergie der Gasteilchen, und überdies der für das Abklingen der Erregung des Festkörpermaterials verantwortliche Mechanismus der Energiedissipation und Energieausbreitung bei verschiedenartigen Teilchenzuständen verschieden sind. Bei zwei Aktivierungsformen erhielte man also zwei Abklingzeiten τ_{s1} , τ_{s2} , und damit auch zwei Definitionen von N^* . Mithin müßte in Strenge auch aus diesem Grunde, wie bereits oben in §1 erwähnt, mit einem gekoppelten System von simultanen Differentialgleichungen gerechnet werden; wobei jede aktive Teilchensorte durch eine eigene Gleichung der Gestalt (2) vertreten zu sein hätte. Die Integration eines solchen Systems von nichtlinearen Differentialgleichungen bereitet Schwierigkeiten. Indes ist die Unterscheidung zwischen τ_{s1} und τ_{s2} zwar begrifflich notwendig im Hinblick auf den Unterschied zwischen „rückgestreuten“ (bei Nichteindringen der Fremtteilchen: „reflektierten“) bzw. „rückdiffundierten“ Teilchen (im Falle lokaler, vorübergehender Temperaturerhöhungen) einerseits und „desorbierten“ Teilchen andererseits. Da aber die Zeiten τ_{s1} , τ_{s2} sehr kurz sind im Vergleich zu den Beobachtungszeiten, während derer die Gasbeladungen $N^*(t)$ entstehen, ist auch die Differenz der Abklingzeiten sehr klein. Es ist deshalb zulässig, zur Definition von N^* lediglich die größere der beiden Abklingzeiten zu benutzen, als ob also die größere Zeit die beiden Erregungsarten gemeinsame wäre. Damit wird es wieder möglich, mit nur einer einzigen gewöhnlichen Differentialgleichung zu rechnen; womit die vereinfachten Ansätze des obigen §1 gerechtfertigt sind.

Die Stärke des Befreiungseffektes richtet sich nach der Primärenergie der auslösenden Teilchen, nach den Verhältnissen der Energieabgabe und Energieausbreitung in dem Festkörpermaterial und überdies nach der Bindungsfestigkeit der aufgezehrten Teilchen. Hier sind wieder zwei Fälle zu unterscheiden: Wird der Effekt durch Attraktionskräfte bewirkt, handelt es sich um *echte* Bindungsenergie; bei mechanischer Bindung hingegen, wo die Gaspartikel in die Oberfläche des Auffängers eingedrungen sind, wird lediglich der Wiederaustritt der Teilchen infolge thermischer Agitation durch darüberliegende Festkörperatome verhindert.

Die Verteilung der Bindungsfestigkeiten hängt von der Art und Häufigkeit der verschiedenen Bindungsprozesse, mithin von den Größen ζ , ξ , q ab, im allgemeinen Falle jedoch auch noch von der Reaktionsordnung; z.B. werden bei mechanischer Bindung die am festesten gebundenen Partikel jene sein, welche infolge von Zweiteilchen-Prozessen tief eingedrungen sind. Mithin ergibt sich in der Regel eine erhebliche Verteilungsbreite der Bindungsfestigkeiten, die sich während der Messung auch infolge von Desorptionsprozessen ändert. Im besonderen sind an der Oberfläche gebundene Partikel jeder Art des Teilchenbombardements voll ausgesetzt, die eingedrungenen hingegen vorwiegend denjenigen Teilchen, welche erhebliche kinetische Energie besitzen. Dies gilt vor

allem für die mechanische Aufzehrung schneller teilchen durch Metalle. Trotzdem ist es zum mindesten in den Fällen, wo die mechanische Bindung dominiert, auch bei Metallen unter gewissen Voraussetzungen möglich, näherungsweise mit *konstanten* Desorptionskoeffizienten zu rechnen, weil diese dann ziemlich gleich sind¹. Dies rührt zum Teil auch daher, daß die in Rede stehenden Befreiungsprozesse mindestens *zweiter* Ordnung sind: Da auch für diese Reaktionen die Energie wesentlich ist, die aufgezehrten Teilchen vorwiegend aber nur thermische, im Falle von Attraktionskräften sogar negative Energie besitzen, sind die Desorptionskoeffizienten klein sein im Vergleich zu den Koeffizienten der Bindungsprozesse, besonders jener von höherer als erster Ordnung.

Erfolgt, wie in den meisten Fällen, die Messung an abgeschlossenen Rezipienten und ist die Vorbelastung des Fängers gering, so wird daher der Kurvenverlauf in dem höheren Druckbereich vorwiegend durch die Bindungsprozesse bestimmt, weil die Gasbeladung noch relativ klein ist; bei tiefen Drucken wieder ändert sich N^* nur noch wenig mit der Zeit. Man ist bei kleiner Vorbelastung N^* der durch Inkongruenz von $b(\xi)$ bedingte Fehler gering.

Die desorbierende Wirkung *neutraler* aufgezehrter aktiver Partikel wird in der Regel wegen der nur kleinen Beträge der nicht-kinetischen Energien gering sein im Vergleich zu der Gasbefreiung durch Ionen, es sei denn, die Bindungsfestigkeit der aufgezehrten Teilchen ist sehr gering.

Da die kinetische Energie von Ionen praktisch kleiner ist als gewöhnliche thermische Energien, die durch mechanische Wirkungen hervorgerufen werden, ist Desorption kaum jemals außer acht gelassen worden.

§ 3. Folgerungen

Das gemeinsame Merkmal der elektrischen Zehrungserscheinungen ist nicht die Natur der Zehrung, sondern nur die auslösende Ursache: die elektrische Entladung. Wie aus dem Obigen ersichtlich, hängen die Effekte von zahlreichen Variablen ab. Prozesse von höherer als erster Ordnung werden bei relativ kleinen Dichten des Teilchenbombardements auf den Fänger erheblich, wobei jedoch die Veränderung der Teilchendichte im Gasraum meist nicht äquivalent mit einer entsprechenden Änderung der Ionisierungs- bzw. Aktivierungsintensität ist. Besonders wichtig ist die Abhängigkeit der Vorgänge von der Ionisierung. Hier folgt aus den Gleichungen §1, daß die Aufzehrungsgeschwindigkeit in der Regel einen Anteil enthält, der von ξ *quadratisch* abhängt.

Die beschriebenen *mechanischen* Wirkungen des Teilchenbombardements treten im Bereich mit Voltgeschwindigkeiten der Gasteilchen immer auf, d.h. es handelt sich hierbei wesentlich um einen der allgemeineren Probleme der Wechselwirkungen zwischen mittelschnellen schweren Teilchen und Festkörperoberflächen überhaupt. Der Zusammenhang mit der *Ionenreflexion* ist nach den Ausführungen §2 evident. Da es bei den hier erörterten mechanischen Vorgängen im Festkörpermaterial keinen wesentlichen Unterschied bedeutet, ob die beteiligten Partikel Ionen- oder Fremdatome sind, ist die von kinetischer

¹ Beispiele hierfür sollen in einer folgenden Arbeit gegeben werden.

gie der Gasteilchen herrührende Desorption ver-
mit dem Problem der *Kathodenzerstäubung*¹,
bei sind besonders die bisher in der Literatur, so-
ersichtlich, noch nicht beschriebenen Effekte von
er als erster Ordnung von Interesse, weil die
übung vor allem bei größeren Dichten und
gien stark ist. Ferner ist nicht auszuschließen,
auch die *kinetische Sekundärelektronen-Emission*
Bereich größerer Flächendichten des Teilchen-
bardements von Prozessen höherer Ordnung ab-
rt.

§ 4. Einschränkungen

Die obige vereinfachte analytische Darstellung gibt
Verhältnisse nur dann ziemlich genau wieder,
n die Teilchendichte im Gasraum nicht *unmittelbar*
h Dissoziationsprozesse erheblich geändert wird;
esen Fällen ist es unvermeidlich, mit einem System
gekoppelten Differentialgleichungen zu rechnen.
n ist überdies, soweit die Temperatur des Auf-
fers nicht sehr niedrig ist, die Desorption ober-
lich aufgezehrten Gases infolge von *Oberflächen-*
vision auf dem Wege von Rekombination adsor-
ter Teilchen zu berücksichtigen. Andererseits
r nichts im Wege, unsere Ansätze um Glieder für
spontane Desorption zu erweitern, vor allem, wenn
e gering ist. Spontane Desorption tritt zwar in
er Linie bei schwacher mechanischer Bindung auf,
n jedoch nach REIMANN [19] auch bei elektro-
nischer und elektro-adsorptiver Gasaufzehrung
blich sein.

Ferner wurden hier, wie in I, alle Prozesse als *voll-*
men, reversibel vorausgesetzt. Bereits PRANI [26]
über, daß von *Tantalmetall* absorbiert *Wasser-*
sich durch Erhitzen im Temperaturbereich des
en Zustandes *nicht* vollständig wieder austreiben
sondern erst bei der Schmelztemperatur. Es ist
nehmen, daß für die elektrische Aufzehrung, so-
diese ein Volumeneffekt ist, zum Teil ähnliches
In der Tat beobachteten BROWN und LECK [7],
sich bei *Wasserstoff* und *Helium* nur die Hälfte des
gezehrten Gases wieder aus dem Kathodenmetall
reiben ließ.

Schließlich ist zu berücksichtigen, daß auch die
tiven Eigenschaften des Auffängermaterials nicht
stant bleiben können. In Strenge erstrecken sich
lich die von einer Störstelle in der Materialstruk-
gehenden Wirkungen über das gesamte Fest-
ervolumen. Bleibende Veränderungen der Auf-
ungseigenschaften entstehen daher nicht nur
h den Einbau einer Menge N^* von Fremtteilchen
as Gitter, sondern auch durch alle anderen Arten
Störstellen, welche durch ein Bombardement von
chen nicht zu kleiner Energie erzeugt werden.

§ 5. Normierung

Zur Eliminierung der speziellen Versuchsbedingun-
und Apparaturkonstanten gehen wir wie in I von
dimensionslosen Sorptionsfunktion aus:

$$S = A + a(\xi)N - b(\xi)N^*. \quad (16)$$

In neuerer Zeit hat sich für den Bereich mittlerer Volt-
windigkeiten vor allem die *Impulstheorie* der Kathoden-
übung weitgehend durchgesetzt [22] bis [24], wenn
e, besonders bei vergleichsweise hohen Energien, eine
iche Energieabhängigkeit ebenfalls auftreten kann [25].

f. angew. Physik. Bd. 11

A ist dimensionslos, mithin der Normierung nicht zu
unterwerfen; $b(\xi)$ ist genau so zu behandeln wie in I, § 8.

$a(\xi)$ hat die Gestalt (18); kennzeichnen wir die auf
die Flächeneinheit des Auffängers bezogenen Reak-
tionskoeffizienten durch Überstreichung, so schreibt
sich das zweite Glied der rechten Seite von (16) zu-
nächst in der Form

$$\{(\bar{u}_{10} + q\bar{u}_{20})\bar{\zeta} + [\bar{u}_{11} + q(\bar{u}_{12} + \bar{u}_{21}) + q^2\bar{u}_{22}]\bar{\xi}\} \frac{N}{F}, \quad (26)$$

und mit den in I, § 8 eingeführten Bezeichnungen,

$$n = \frac{N}{V} \quad \left[\frac{1}{\text{cm}^3} \right] \quad (27)$$

$$\xi_n = V\bar{\xi} = \frac{\tilde{I}}{e_0 \bar{n}} \quad \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right], \quad (28)$$

ergibt sich für die Darstellung der Aufzehrungsge-
schwindigkeit in der Form

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{V} \xi_n n (A + a_n \cdot n - b_n \cdot n^*) \quad (29)$$

die Größe a_n zu

$$a_n = (\bar{u}_{10} + q\bar{u}_{20}) \frac{V}{F} \bar{\zeta} + [\bar{u}_{11} + q(\bar{u}_{12} + \bar{u}_{21}) + q^2\bar{u}_{22}] \frac{1}{F} \bar{\xi}. \quad (30)$$

Aus der Flächenstoßzahl der *unaktivierten* neu-
tralen Teilchen [s. Gl. (7)]

$$N^0 = \zeta(T) \cdot N = z(T) F \cdot \frac{N}{V}, \quad (31)$$

mit

$$z(T) = \sqrt{\frac{RT}{2\pi M_1}} \quad \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right] \quad (32)$$

$$R = 8,31 \cdot 10^7 \quad \left[\frac{\text{erg}}{^\circ\text{K} \cdot \text{Mol}} \right],$$

und mit den Abkürzungen

$$\bar{u}_{10} + q\bar{u}_{20} = \alpha^0 \quad (33)$$

$$\bar{u}_{11} + q(\bar{u}_{12} + \bar{u}_{21}) + q^2\bar{u}_{22} = \alpha' \quad (34)$$

folgt a_n im Hinblick auf (26), (30) in der Form

$$a_n(z, \xi_n) = z(T) \alpha^0 + \frac{1}{F} \xi_n \alpha' \quad (35)$$

mit den Dimensionen

$$[a_n] = [\text{cm}^3] \quad (36)$$

$$[\alpha^0], [\alpha'] = [\text{cm}^2 \cdot \text{s}]. \quad (37)$$

Da in (33), (34) die Größe q dimensionslos ist, ist auch

$$[\bar{u}_{ik}] = [\text{cm}^2 \cdot \text{s}]. \quad (38)$$

Zusammenfassung

Die in einer vorangegangenen Arbeit gegebene
analytische Darstellung des elektrischen Aufzehrungs-
effektes wird durch Einbeziehung der Wirkungen auf-
zehrungsaktiver *neutraler* Teilchen erweitert und die
Abhängigkeit der Koeffizienten der Prozesse zweiter
Ordnung von der Flächendichte des Teilchenbombar-
dements explizit angeben. Hieraus ergibt sich im
Regelfalle eine quadratische Abhängigkeit der Auf-
zehrungsgeschwindigkeit von der Ionisierungsintensität.

Es werden die verschiedenen möglichen Auf-
zehrungsmechanismen diskutiert, mit dem Ergebnis,

daß die Bindungseffekte von höherer als erster Ordnung vorwiegend von der kinetischen Energie der Ionen herrühren, und zwar auf dem Wege von Ion-Ion-Prozessen.

Den Herren Professor Dr. M. PIRANI (Berlin), Dr. W. ROHDE (AEG, Berlin) und Dr. A. WEBER (Telefunken, Berlin) danke ich für anregende Diskussionen und wertvolle Hinweise.

Literatur: [1] SCHWARZ, H.: Z. Physik 117, 23 (1940). — [2] STROTZER, G.: Z. angew. Phys. 10, 207 (1958). — [3] MEYEREN, W. v.: Z. Physik 91, 721 (1934). — [4] MEYEREN, W. v.: Z. Physik 84, 531 (1933). — [5] WEISS, A., L. HELDT and W. J. MOORE: J. Chem. Phys. 29, 7 (1958). — [6] MIERDEL, G.: Ann. Phys. 85, 612 (1928). — [7] BROWN, E., and J. H. LECK: Brit. J. Appl. Phys. 6, 161 (1955). — [8] KINGDON, K. H., and I. LANGMUIR: Phys. Rev. 22, 148 (1923). — [9] KENTY, C.: J. Appl. Phys. 9, 765 (1938). — [10] BRUNNÉE, C.: Z. Physik

147, 161 (1957). — [11] ROOS, O. v.: Z. Physik 147 (1957). — [12] SEITZ, F.: Disc. Faraday Soc. 5, 271 (1957). — [13] SNYDER, W. S., and J. NEUFELD: Phys. Rev. 97 (1955). — [14] PLÜCKER, J.: Pogg. Ann. Phys. 1 (1858). — [15] MALIGNANT, A.: D.R.P. Nr. 82076 v. 1894. — [16] PIRANI, M., u. E. LAX: Z. techn. Phys. (1922). — [17] LUKIRSKY, P. I., u. S. W. PTIZYN: Z. 71, 339 (1931). — [18] CAMPBELL, N. R., and E. G. Phil. Mag. 48, 553 (1924). — [19] REIMANN, A. L. Mag. 16, 673 (1933). — [20] WAGENER, S.: Brit. J. Phys. 2, 132 (1951). — [21] LACHER, J. R.: Proc. R. Lond. A 161, 525 (1937). — [22] WEHNER, G. K.: Phys. 25, 270 (1954). — Phys. Rev. 93, 653 (1954); 101 (1956); 108, 35 (1957). — [23] KEYWELL, F.: Phys. R. 160 (1952); 97, 1611 (1955). — [24] HENSCHKE, E. B. Rev. 106, 747 (1957). — [25] WOLSKY, S. P.: Phys. R. 1131 (1957). — [26] PIRANI, M.: Z. Elektrochem. 1 (1905).

Dipl.-Ing. GERHARD STROTT
Berlin-Steglitz, Braille-Str.

Berichte

Die Erforschung der terrestrischen Exosphäre

Von H. K. PAETZOLD

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 21. März 1959)

Einleitung

In den letzten Jahren konnte durch den Einsatz neuer experimenteller Hilfsmittel die Erforschung des äußersten Bereiches der Erdatmosphäre stark voran-

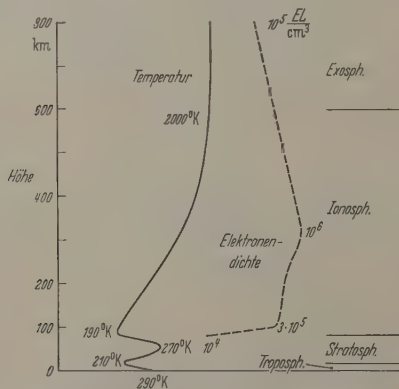


Abb. 1. Schematischer Aufbau der Erdatmosphäre

getrieben werden. Diese Übergangszone der Atmosphäre in den interplanetaren Raum wird als Exosphäre bezeichnet im Gegensatz zu der nach unten anschließenden Ionosphäre und der noch tiefer liegenden Stratosphäre bzw. Troposphäre (Abb. 1). Selbstverständlich ist trotz dieser Unterscheidung in verschiedene diskrete Schichten die Atmosphäre immer als physikalisches Ganzes zu betrachten. Die obigen Bezeichnungen sollen nur ausdrücken, daß in den einzelnen Höhenbereichen verschiedene physikalische Vorgänge im Vordergrund stehen. So ist die Troposphäre der Sitz des allgemeinen Wettergeschehens, das von den Phasenumwandlungen des Wassers, Luftströmungen und spektralen Ein- und Ausstrahlungen bestimmt wird. In der Stratosphäre hingegen sind neben den letzteren photochemische Reaktionen

charakteristisch (Ozonschicht). In der Ionosphäre schließlich stehen die durch die solare Ultraviolett- und Röntgenstrahlung ausgelösten Ionisationsprozesse im Vordergrund. Diesen tieferen Luftschichten gegenüber hebt sich nun die Exosphäre dadurch ab, daß sie in direkter Wechselwirkung mit der im planetaren Raum vorhandenen Materie steht. Die Exosphäre läßt sich die Exosphäre von der Ionosphäre durch eine einfache Bedingung abgrenzen, daß die freie Weglänge L der Atome und Moleküle nicht klein ist gegenüber den vertikalen Abmessungen der Atmosphäre [1]. Es soll gelten:

$$L = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{[n]} \frac{1}{\sqrt{2} a^2} \geq H = \frac{kT}{\bar{m} \cdot g}.$$

H ist die sog. Skalenhöhe, d. h. die Höhenstufe, in der die Dichte der Atmosphäre jeweils um den Faktor e abnimmt. Es bedeuten ferner \bar{m} das mittlere Molekulargewicht, T die Lufttemperatur, g die Schwerkraftbeschleunigung, $[n]$ die Anzahl der Moleküle und Ionen im cm^3 und a der Teilchenradius. Mit den bekannten Daten über Luftdichte und Temperatur ist die Skalenhöhe H für die unteren Atmosphärenschichten leicht zu berechnen. In der Ionosphäre ist die Skalenhöhe H größer als die freie Weglänge L , in der Exosphäre ist L größer als H . Wegen der großen Weglänge in der Exosphäre (100 km!) erfolgen in der Exosphäre zwischen den atmosphärischen Komponenten keine nennenswerten Reaktionen mehr, d. h. der physikalische Zustand der Zusammensetzung der Exosphäre wird durch die Bedingungen in den beiden Grenzbezirken selbst bestimmt, der kritischen Höhe und des planetaren Raumes in der Umgebung der Erde. Zur Erforschung der Exosphäre stehen erst in neuer Zeit erfolgversprechende Hilfsmittel zur Verfügung. Denn die bei der Ionosphäre so erfolgreiche Methode der elektrischen Echoschallung ist nur für den Bereich der Ionosphäre unterhalb des Maximums der Echoschicht in etwa 300 km Höhe brauchbar. Hier kommt als indirekte Methode die Beobachtung der

Whistlers — einer besonderen Art von Atmospheric — willkommenen Ergänzung. Für direkte Messungen liegen war das Internationale Geophysikalische Jahr 1957/58 mit dem Einsatz neuer Höhenraketen und der ersten Erdsatelliten ein entscheidender Anstoß. Da es sich bei den Whistlers um eine auch allseitig physikalisch sehr reizvolle Erscheinung handelt, seien sie zunächst behandelt.

1. Beobachtung und Theorie der „Whistler“

Schließt man an eine gute Antenne einen empfindlichen Verstärker — ohne Gleichrichter — an, so hört man eine Vielzahl zum Teil krachender, prasselnder und zwischender Geräusche. Diese Funkstörungen, die sog. Atmospheric, werden durch atmosphärische elektrische Entladungen verursacht, die unter Umständen viele Tausende von Kilometern vom Empfangsort entfernt sein können. Unter diese Atmospheric fällt eine Gruppe besonders auf die sog. „Whistlers“. Bei ihnen handelt es sich um pfeifende Töne, deren Höhe von der obersten Grenze des menschlichen Hörbereiches in wenigen Sekunden auf seine untere Grenze absinkt (Abb. 2a). Diese Whistlers wurden schon im ersten Weltkrieg bei empfindlichen Abhörgeräten vernommen worden, aber erst in den letzten Jahren ist ihre Deutung gelungen [3]. Allerdings gibt es noch eine Reihe weiterer Atmospheric, die ebenfalls eine typische Abhängigkeit ihrer Frequenz von der Zeit aufweisen. Manchmal fällt die Tonhöhe und die Frequenz dann wieder; nach der Form der Zeitfrequenzkurve spricht man von „hooks“ (Abb. 2b). Sodann tritt mitunter ein stetiges Zischen zu hören, der „steady hiss“, bei dem die Frequenz über mehrere Sekunden konstant bleibt, wobei das Intensitätsmaximum bei etwa 3000 Hz liegt (Abb. 2d). Schließlich kann auch die Frequenz mit der Zeit ansteigen („rising whistler“). Diese verschiedenen Erscheinungsformen können auch zum Teil kombiniert miteinander auftreten. So folgt manchmal einem Whistler ein steady hiss (Abb. 2c), oder fallende wie steigende Whistler sind dem steady hiss aufgesetzt (Abb. 2e und f). Schließlich werden öfter um 6.00 Uhr Ortszeit bei starker geomagnetischer Aktivität zwischender Töne gehört, die sog. „dawn-chorus“. Wenn auch die exakte Deutung aller dieser Erscheinungen noch aussteht, so ist doch ein gemeinsames Merkmal, daß alle diese Atmospheric durch den äußersten Bereich der Erde fortpflanzen. Für die normalen Whistlers existiert eine Theorie, die die Beobachtungen befriedigend wiedergibt [5], [6]. Die wesentlichen Merkmale sind:

1. Zwischen der beobachteten Frequenz f und der Laufzeit $t(f)$ besteht eine einfache Relation indem gilt:

$$t(f) = \frac{D}{\sqrt{f}} \quad (2)$$

ist dabei die sog. Zeitdispersion.

2. Ein und derselbe Whistler wird nur in einem Umkreis von etwa 1000 km gehört [7]. Die Fortpflanzung der elektromagnetischen Wellen erfolgt also verhältnismäßig eng gebündelt.

3. An einem bestimmten Beobachtungsort werden kurze und lange Whistler beobachtet, deren Zeitdispersionen sich im Mittel wie 1:2 verhalten. Im Falle der langen Whistler konnte zu jedem Whistler eine

atmosphärische Entladung im Umkreis von 1000 km als Ursprung zugeordnet werden (Abb. 3 und 4).

4. Es werden häufig aufeinander folgende Whistler, sog. „Whistlerzüge“ beobachtet, die ein und denselben Ursprung haben. Dabei beträgt die Dämpfung eines nachfolgenden Whistlers gegenüber dem vorausgegan-

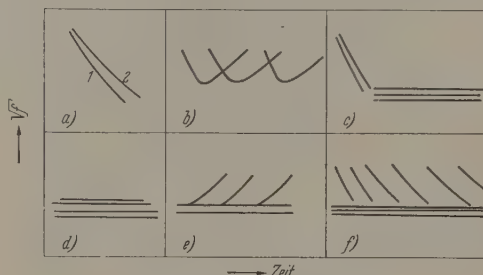


Abb. 2 a-f. Atmospheric-Typen

genen nur etwa 10 db. Charakteristisch ist, daß die Zeitdispersionen dieser Whistlerzüge bei kurzen und langen Whistlern eine verschiedene Gesetzmäßigkeit

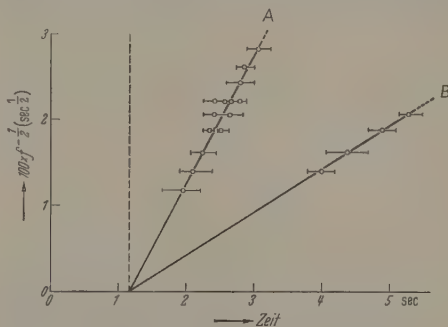


Abb. 3. Kurzer Whistler. Ein Whistler (A) wird von einem weiteren (B) gefolgt, der durch Reflexion des ersten verursacht wird

befolgen. Bei den langen Whistlern verhalten sich, die Zeitdispersionen der Whistler wie 1:2:3:4... bei den kurzen hingegen wie 1:3:5...

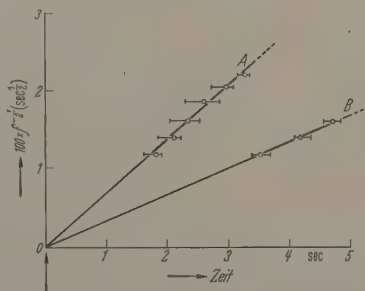


Abb. 4. Langer Whistler. Der Pfeil gibt den erzeugenden Blitz an

5. In der Nähe des magnetischen Äquators werden keine Whistler beobachtet, während in mittleren geomagnetischen Breiten durchschnittlich jede Minute ein Whistler auftritt. Dabei wechseln allerdings Zeiten mit sehr großer und sehr geringer Häufigkeit miteinander ab.

Man kann alle diese Details durch die Vorstellung deuten, daß die Whistler sich längs den Kraftlinien des Magnetfeldes der Erde ausbreiten. In Abb. 5 ist die Bahn

eines kurzen und eines Whistlers dargestellt. Bei dem ersteren liegen der erzeugende Blitz und die Empfangsstation auf dem entgegengesetzten Ende einer magnetischen Feldlinie, während beim langen Whistler beide benachbart sind. Damit ist die zurückgelegte Weg-

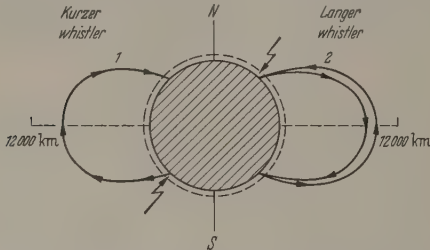


Abb. 5. Whistler-Bahnen. Der gestrichelte Kreis deutet die Grenze der „inneren“ Exosphäre in 1000 km Höhe an. In der „äußeren“ Exosphäre überwiegt im Gegensatz zu der inneren der Wasserstoff die übrigen atmosphärischen Gase

strecke beim langen Whistler doppelt so groß wie beim kurzen und damit auch die beobachtete Zeitdispersion der Frequenz. Whistlerzüge entstehen durch mehrmali-

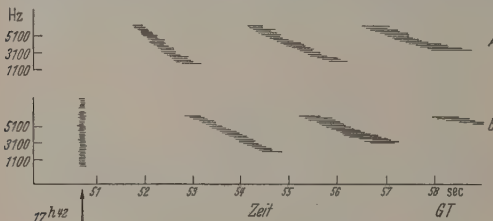


Abb. 6. Whistler bei magnetisch konjugierten Punkten

ges Hin- und Herreflektieren zwischen den Enden einer Kraftlinie. Daraus folgt sofort das obige Verhältnis der Zeitdispersionen der Whistlerzüge nach kurzen bzw. langen Whistlern.

Man hat dieses Bild direkt verifizieren können durch simultane Whistlerbeobachtungen an zwei Beobachtungsstationen [7]. In dem in Abb. 6 dargestellten Beispiel lag die eine Station A auf den Aleuten, die andere B auf New Zealand, d.h. auf zwei konjugierten Punkten in 55° nördlicher bzw. südlicher magnetischer Breite. Auf der Station B wurde der erzeugende Blitz gefolgt von einem

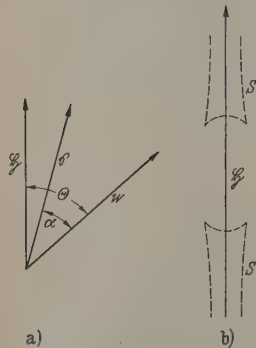


Abb. 7a u. b. a Winkelbezeichnung; b Strahlfläche der Whistler

langen Whistlerzug beobachtet, während auf der Station A ein zeitlich dazwischen liegender kurzer Whistlerzug auftrat.

Die Ausbreitung der Whistler entlang den magnetischen Kraftlinien läßt sich aus der optischen Theorie des ionosphärischen Plasmas im Magnetfeld der Erde verstehen.

Es seien im folgenden:

f = die Frequenz der elektromagnetischen Wellen
 f_0 = die kritische Frequenz des ionosphärischen Plasmas

f_H = die Gyrofrequenz der Elektronen im Magnetfeld der Erde

Θ = der Winkel zwischen der Wellennormalen dem magnetischen Feld \mathcal{H}

α = der Winkel zwischen der Wellennormalen der Strahlenrichtung.

Die Ionosphäre im irdischen Magnetfeld wirkt optisch doppelbrechendes Medium. Dabei sind Grenzfälle die Doppelbrechung senkrecht zu magnetischen Kraftlinien und in Richtung derselben zu unterscheiden. Im ersten transversalen Fall spaltet eine polarisierte Welle in zwei Komponenten auf, die parallel und senkrecht zu der Richtung des Magnetfeldes polarisiert sind. Im zweiten longitudinalen Grenzfall hingegen entstehen zwei rechts- und linkszirkular polarisierte Komponenten. Es kann gezeigt werden, daß bei der Wellenausbreitung in der Ionosphäre die longitudinale Doppelbrechung weiten Grenzen noch gültig bleibt, auch wenn die Wellenausbreitung nicht in der Richtung des Magnetfeldes erfolgt [5].

Als Bedingung für diesen quasilongitudinalen Fall gilt die Ungleichung

$$\frac{1}{2} \sin \Theta \cdot \tan \Theta \cdot f_H \ll \frac{f^2 - f_0^2}{f}$$

Wenn $f \ll f_0$ ist, wie es für die Whistler nach Tabelle 1 zutrifft, dann gilt der quasilongitudinale Fall hier

Tabelle 1. Frequenzübersicht

Beobachtete Whistler-Frequenz f	0,5 bis 10 KHz
Kritische Frequenz f_0	0,1 bis 10 MHz
Gyrofrequenz der Elektronen	1,5 bis 0,1 MHz

zu einem Winkel Θ von 70°. In diesem Fall wird der Brechungsindex μ durch die Gl. (4) gegeben:

$$\mu^2 = 1 - \frac{(f_0/f)^2}{1 \pm \frac{f_H \cos \Theta}{f}}$$

Dabei gilt das +Zeichen für die linkspolarisierte ordentliche Welle und das -Zeichen für die rechtspolarisierte außerordentliche Welle. Für die ordentliche Komponente bleibt der Bruch immer positiv, so daß die Reflexionsbedingung $\mu = 0$ bei einer Frequenz f_0 immer erfüllt werden kann, die demnach die Ionosphäre nicht durchdringen können. Anders ist es dagegen bei der außerordentlichen Komponente. Falls die Whistler gilt in guter Näherung:

$$\mu_{a0}^2 \approx \frac{f_0^2}{f f_H \cos \Theta}; \quad \frac{f_H}{f}, \frac{f_0^2}{f f_H} \gg 1.$$

Der Brechungsindex bleibt also für jedes f positiv, da die Frequenzen im Whistlerbereich die Ionosphäre durchdringen können.

Die absoluten Werte von μ_{a0} sind nach Tabelle 2 recht groß. Das bedeutet, daß die von einer Entladung ausgehenden Impulse in einem großen Winkelbereich praktisch senkrecht in die Ionosphäre hineingebrochen werden.

Für die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem anisotropen Medium ist die Str-

Tabelle 2. Außerordentlicher Brechungsindex

f	f_0	μ
10 KHz	1 MHz	1,5
1,6 KHz	10 MHz	2,5

he charakteristisch. Allgemein gilt für die Iono-
sphäre die Beziehung [8]:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{1}{2\mu^2} \frac{\partial(\mu^2)}{\partial \Theta}. \quad (6)$$

Bei wird der Winkel α negativ gezählt, wenn die
Schwingungsrichtung zwischen der Normalen n und dem
magnetischen Feld \vec{H} liegt (Abb. 7a). Mit Gl. (5)
ergibt:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{1}{2} \operatorname{tg} \Theta. \quad (7)$$

Strukturiert man die Strahlfläche, so erweist sie sich
als recht ungewöhnlicher Gestalt, indem sie eine
hohlzylinderförmige enge Röhre um die magnetischen
Kraftlinien darstellt (Abb. 7b). Die Energie wird also
entlang der Kraftlinien des magnetischen Erdfeldes
geführt.

Auch das beobachtete Zeitdispersionsgesetz läßt
sich befriedigend ableiten. Es sei c/M' die Gruppen-
geschwindigkeit in Strahlrichtung. Dann gilt für die
Laufzeit $t(f)$:

$$t(f) = \frac{1}{c} \int M'(f) ds, \quad (8)$$

bei das Integral über die Whistlerbahn zu erstrecken
ist. Es ist weiter

$$M' = \mu' \cos \alpha,$$

und c/μ' die Gruppengeschwindigkeit in Normalrich-
tung ist. Mit Gl. (5) und der bekannten Beziehung
zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit ergibt
sich ferner:

$$\mu' = \frac{1}{2} \mu, \quad \frac{f_0^2}{f \cdot f_H} \gg 1. \quad (9)$$

mit folgt:

$$t(f) = \frac{1}{2c} \int \frac{f_0}{\sqrt{f \cdot f_H}} \cdot \frac{\cos \alpha}{\sqrt{\cos \Theta}} ds, \quad (10a)$$

$$t(f) \approx \frac{1}{\sqrt{f}} \cdot \frac{1}{2c} \int \frac{f_0}{\sqrt{f_H}} ds \quad \Theta < 70^\circ. \quad (10b)$$

Es ist aber das obige Zeitdispersionsgesetz mit:

$$t = \frac{1}{2c} \int \frac{f_0}{\sqrt{f_H}} ds = \frac{1}{2c} \sqrt{\frac{e}{2\pi \epsilon_0 \mu_0}} \int \sqrt{\frac{[N_e]}{H}} ds, \quad (11)$$

in $[N_e]$ die Elektronendichte und H die magneti-
sche Feldstärke sind.

Nach der letzten Gleichung kann aus der beobach-
teten Zeitdispersion auf die Elektronendichte in größte-
m Entfernung von der Erde geschlossen werden.
Wenn für eine gegebene geomagnetische Breite ist die
Bahn und die auf ihr herrschende magnetische Feld-
stärke bekannt. Daraus folgt dann für eine beobach-
tete Zeitdispersion D wenigstens eine mittlere Elek-
tronendichte $[\bar{N}_e]$ für die Whistlerbahn. Da nun die
magnetischen Kraftlinien um so weiter in den Raum
ausführen je höher die magnetische Breite ist, geben
Whistlerbeobachtungen in verschiedenen magneti-
schen Breiten Aufschluß über den Abfall der Elektro-
nendichte nach außen. Dazu kann auch die Beobach-
tung der öfters vorkommenden Aufspaltung der
J-Kurve eines Whistlers dienen (Abb. 2a). Sie wird
bedingt durch die Aufteilung der von einem Blitz aus-
gehenden Impulse auf benachbarte magnetische Feld-
linien infolge der immer vorhandenen ionosphärischen
Inhomogenitäten. Da die Konzentration der Energie

um eine magnetische Feldlinie natürlich nicht ideal
ist, können diese Whistlerkomponenten unter Umstän-
den an einem Ort empfangen werden.

So befriedigend die theoretische Deutung der
Whistler erscheint, so ist doch zu beachten, daß ihr
wesentliche Vereinfachungen zugrunde liegen. Es ist
vorausgesetzt, daß die Gyrofrequenz f_H größer sein
soll als die Whistlerfrequenz. Offenbar gilt dies nur
für einen begrenzten Raum um die Erde, da die ma-
gnetische Feldstärke mit der dritten Potenz der Ent-
fernung abfällt. Ist $f_H = f$, so tritt für die Frequenz
keine Führung der Wellen entlang der Kraftlinien
mehr ein, d. h. die Laufzeit t wird unendlich groß. Man
kann für jede magnetische Breite φ_m eine kritische
Frequenz f_c , als obere Grenze für die Whistler-
frequenzen definieren (10):

$$f_c(\varphi_m) = f_{H_{\min}},$$

wobei H_{\min} die magnetische
Feldstärke auf dem ent-
ferntesten Bahnpunkt be-
deutet. Nach Tabelle 3
hängt die kritische Fre-
quenz f_c sehr stark von der
magnetischen Breite φ_m ab.

Nach den weltweiten Beobachtungen im AGI 1957/58
ist entsprechend der Theorie das Auftreten der
Whistler auf einen Gürtel zwischen etwa 40 und 75°

Tabelle 3

Geomagnetische Breite	Kritische Frequenz f_c
0°	860 KHz
40°	180
60°	14
70°	1,7
75°	0,3

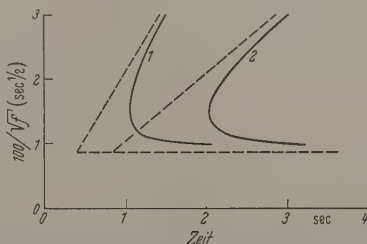


Abb. 8. Stronge Dispersionskurve der Whistler. Die Kurven wurden für 60°
geomagnetischer Breite und für eine mittlere Elektronendichte von 120 El/
cm³ [1] bzw. 480 [2] berechnet. Die gestrichelten Linien geben die Asym-
ptoten für $f < f_c$ und für $f = f_c$

magnetischer Breite beschränkt. Auch die obige Zeit-
dispersionsbeziehung ist nur als Grenzfall für $f \ll f_H$
aufzufassen. Eine genauere Diskussion der nicht ver-
einfachten Gl. (4) ergibt, daß für den Frequenzbereich
direkt unterhalb der kritischen Frequenz die Laufzeit t
entgegen dem obigen Dispersionsgesetz mit fallender
Frequenz zuerst abnimmt [10] (Abb. 8). Dieses Ver-
halten konnte auch durch die Beobachtungen be-
stätigt werden [10a].

Eine weitere Vereinfachung liegt in der Vernach-
lässigung der Protonen, die in dem äußersten Bereich
der Erdatmosphäre und in dem an sie grenzenden inter-
planetaren Raum sehr wahrscheinlich fast ausschließ-
lich die positiven elektrischen Ladungsträger dar-
stellen. Ihre Gyrofrequenz ist um das Verhältnis
Protonenmasse/Elektronenmasse kleiner als die der
Elektronen. Die obige Vernachlässigung ist nur ge-
stattet, wenn die Gyrofrequenz der Protonen klein
gegenüber der Whistlerfrequenz ist. Dies ist aber für
kleine Werte derselben nicht mehr der Fall (bei 45°
geomagnetischer Breite für $f \leq 100$ Hz). Für diesen
Frequenzbereich tritt wiederum eine Abweichung von
dem obigen Dispersionsgesetz in dem Sinn ein, daß der

Dispersionskoeffizient D keine von f unabhängige Konstante mehr ist, sondern mit f erst zunimmt [10b].

Ferner ist zu bedenken, daß die bisherigen Überlegungen nur für das ungestörte terrestrische Magnetfeld gelten. Durch das Einströmen von elektrischen Korpuskelwolken werden aber erhebliche magnetische Störungen im Außenraum der Erde verursacht. In einer Entfernung von fünf Erddurchmessern beträgt die äquatoriale magnetische Feldstärke nur noch $10^{-3} T$, was an die Größenordnung der Magnetfelder reicht, die von starken Korpuskelwolken solaren Ursprungs mitgeführt werden. Es ist deshalb nicht verwunderlich, daß die Whistlerhäufigkeit eine merkliche Korrelation zur erdmagnetischen Aktivität zeigt. Zeiten, in der die letztere gering ist, sind im allgemeinen auch whistlerarm [4]. Dies würde auf eine Verstärkung des äußeren magnetischen Erdfeldes durch Ringströme hindeuten. Vielleicht ist ein solcher Effekt auch verantwortlich für die überraschende Beobachtung, daß in hohen magnetischen Breiten in der Antarktis (Scott Base 1200 km nordöstlich des geomagnetischen Nordpols) sehr häufig Whistler beobachtet wurden [11]. Nach dem regulären magnetischen Erdfeld müßten die Whistlerbahnen bis zu 12 Erddurchmessern in den Raum hinausführen, so daß die obige kritische Frequenz nur 100 Hz betragen würde. Doch besteht auch die Möglichkeit, daß diese Whistler in niedrigeren magnetischen Breiten entstanden sind und dann in der tieferen Ionosphäre nach höheren Breiten geführt wurden. Allgemein konnte aus den Whistlerbeobachtungen gefolgert werden, daß in der Äquatorebene das terrestrische magnetische Feld bis zu einer Entfernung von etwa 3 Erdradien sicher ein Dipolfeld darstellt.

Neben diesen Variationen wird auch eine Abhängigkeit der Whistlerhäufigkeit von der Tages- und Jahreszeit beobachtet [4]. In Cambridge (England) traten die Whistler in der Zeit von 16.00 bis 6.00 Uhr Ortszeit, also in der Nacht, am häufigsten auf. Bei den jährlichen Variationen ist ein unterschiedliches Verhalten der kurzen und langen Whistler festzustellen (Tabelle 4). Es wird offenbar dadurch bedingt, daß die

Tabelle 4. Whistler-Häufigkeit (Whistler/min) (8)

	Februar	März	Juli
Lange Whistler . . .	0,16	0,17	0,24
Kurze Whistler . . .	1,4	1,7	0,35

kurzen Whistler am entgegengesetzten magnetisch konjugierten Punkt der Beobachtungsstation erzeugt werden, während die langen in der Umgebung des letzteren ihren Ursprung haben. Allerdings ist es schwierig, aus diesen Variationen auf Änderungen in den Ausbreitungsbedingungen der Whistler zu schließen, da bei den „natürlichen“ Whistlern noch die Häufigkeit der sie erzeugenden atmosphärischen Entladungen eingeht. Hier versprechen nun Versuche mit künstlich erzeugten Whistlern einen erheblichen Fortschritt, bei denen durch einen starken Sender entsprechende Impulse ausgesandt werden. So wurden z. B. von einem Sender in Tokyo, der 4 min lang jede Sekunde einen 0,12 sec währenden Impuls aussandte, Whistlersignale in Hobart, Tasmanien empfangen mit einer Verspätung von 0,23 sec [12]. Tokyo liegt auf $25^\circ N$ geomagnetischer Breite, so daß der konjugierte

magnetische Punkt sich nahe von Darwin befindet, während die Empfangsstation Hobart eine magnetische Breite von $51^\circ S$ aufweist. Hier muß angenommen werden, daß die Whistler tatsächlich normal von Darwin liefen und von dort nach Hobart in der unteren Ionosphäre weitergeleitet wurden. Das Beispiel zeigt, daß für eine genaue Analyse der Whistlerbahnen die Ortung der natürlichen Entladungen kaum ausreicht, sondern genau sein wird.

Schließlich ist auch die an einem Empfangsort beobachtete Zeitdispersion nicht konstant, sondern weist erhebliche Variationen auf. In Cambridge streckte sich der Bereich von D bei den kurzen Whistlern von 20 bis 120 sec¹ bei den langen von 40 bis 250 sec¹. Dabei war eine ausgesprochene Korrelation mit der kritischen Frequenz der F_2 -Schicht, d. h. mit ihrer maximalen Elektronendichte festzustellen. Je höher diese lag, um so größer war auch die Zeitdispersion D , d. h. die Gesamtzahl der Elektronen längs des Ausbreitungsweges der Whistler.

2. Raketen und Erdsatelliten

In neuester Zeit wurde ein entscheidender Fortschritt in der Erforschung der Exosphäre dadurch erzielt, daß durch den Einsatz von Raketen und Satelliten direkte Messungen in ihrem Bereich ermöglicht wurden. Nachdem noch bis vor kurzem maximale Höhe von großen Meßraketen bei 200 km lag, konnte sie in letzter Zeit bis etwa 500 km gesteigert werden. Kleinere Einheiten stießen als künstliche Erdsatelliten und neuerdings sogar als künstliche Planetoiden in den uns umgebenden Weltraum. Die russischen Erdsatelliten kreisen etwa in dem Höhenbereich zwischen 200 und 2000 km, während die Bahn des amerikanischen Satelliten Vanguard bis 4000 km hinaufführt (Tabelle 5).

Auch die Meßeinrichtungen von Raketen und Satelliten weisen schon eine erstaunliche Vielfalt auf. Für die Messung der kosmischen Ultrastrahlung kamen Zählrohre und Szintillisations- und Cerenkow-Zählrohre zur Anwendung (Explorer I, Sputnik III). Mikrophone und piezoelektrische Kristalle zählten die auf Meteoriten aufrallenden Mikrometeorite. Das äquatoriale magnetische Erdfeld wurde durch Magnetometer gemessen. Ionisationsmanometer und Massenspektrometer erfaßten die Dichte und die Zusammensetzung der höchsten Erdatmosphäre. Neben diesen direkten Messungen konnten weitere Informationen durch Beobachtungen der Satellitenbahnen und durch die Ausbreitung der von ihnen ausgesandten Radiosignale gewonnen werden.

a) Bahnbeobachtungen der Satelliten

Für die Satellitenortung wurden optische Beobachtungen und Radiobeobachtungen angewandt. Nachgemessen gaben die optischen Beobachtungen vor allem durch photographische Aufnahmen die genauen Resultate. Da aber die bisherigen Satelliten wegen ihrer großen Erdnähe nur begrenzte Sichtbarkeitsperioden in der Dämmerungszeit aufwiesen, waren Radiobeobachtungen als Ergänzung besonders wichtig. Größere Satelliten konnten dabei durch Radar passiv geortet werden, während Satelliten, die selbst sendeten, durch Peilungen mit entsprechenden Antennen erfaßt wurden [17], [18]. Hier war die hö-

Tabelle 5. Satellitendaten

Satellit	Sputnik I 1957	Sputnik II 1957	Sputnik III 1958	Explorer I 1958	Vanguard I 1958	Vanguard II 1959
Neigung	65°	65°	65°	33°	34°	33°
Umlaufzeit (min)	96,17	103,75	105,95	113,87	134,11	125,63
Perigäumshöhe (km)	226	225	225	368	656	560
Apogäumshöhe (km)	946	1671	1881	2532	3950	3322
Lebenszeit	92 Tage	162 Tage	≈ 2 Jahre	≈ 5 Jahre	≈ 200 Jahre	≈ 150 Jahre

Exzentrizität der amerikanischen Satelliten von 108 MHz auf des Einflusses der Ionosphäre günstiger als die russischen von 20 und 40 MHz [19]. Doch konnten die letzteren durch eine ausreichende Dichte der Messungen die systematischen Fehler so klein gehalten werden, daß die Erfassungen der markanten Unregelmäßigkeiten des Satellitenlaufes möglich waren [20]. Auch der beim Vorbeiflug der Satelliten auftretende Doppler-Effekt konnte zur Ortung der Satelliten benutzt werden [16], [21].

Für den hier anliegenden Problemkreis ist vor allem die laufende Abbremsung der Satelliten durch den Widerstand der restlichen Atmosphäre von Bedeutung. Wegen der Kleinheit dieses Widerstandes gehorcht die Satellitenbewegung noch mit ausreichender Genauigkeit den Keplerschen Gesetzen. Der Widerstand an Höhe im Schwerfeld der Erde entspricht nach dem 3. Keplerschen Gesetz der beobachteten Abnahme der Umlaufzeit P . Für Satelliten mit kleiner Exzentrizität, wie sie z.B. bei den amerikanischen Satelliten vorlagen, gilt bis auf geringfügige Korrekturglieder eine einfache Formel für die Abnahme der Umlaufzeit dP/dn während eines Umlaufes n [22]:

$$\frac{dP}{dn} \approx -3P \frac{\bar{F}}{M} \oint_{\text{Bahn}} \rho(h) ds. \quad (12)$$

Bei bedeutet \bar{F} den mittleren effektiven Widerstandsquerschnitt, M die Satellitenmasse und $\rho(h)$ die Dichte in der Höhe h . Gl. (12) liegen einige wichtige Voraussetzungen zugrunde. Einmal ist Stoß zwischen den Luftmolekülen und der Satellitenoberfläche als weitgehend unelastisch angenommen worden. Ferner ist die Geschwindigkeit der Ionen und Moleküle klein gegenüber der Satelliten-Geschwindigkeit (8 km/sec), da die Temperatur etwa 1000° K beträgt. Schließlich ist noch der Abbremsungseffekt durch elektrische Kräfte zu berücksichtigen. Einmal werden in der Satellitenwand Foucault-Ströme induziert, da der Satellit in einem magnetischen Feld von örtlich wechselnder Stärke kreist. Einmal ist dieser Effekt wohl um Größenordnungen kleiner als der Luftwiderstand. Anders ist es aber mit der elektrischen Aufladung der Satelliten in dem ionosphärischen Plasma. Bei Sputnik III wurden negative Aufladungen von nur wenigen Volt gemessen [23]. Durch sie hinter dem Satelliten hergezogene Elektronenwolke kann den effektiven Widerstandsquerschnitt \bar{F} höchstens um 20% vergrößern.

Die Abnahme der Umlaufzeit dP/dn läßt sich in die erste Hälfte der Lebenszeit eines Satelliten gut durch eine lineare Form der Umlaufzeit n darstellen.

$$\frac{dP}{dn} = -a - 2bn. \quad (13)$$

Der Koeffizient a ist der Luftdichte in der anfänglichen Perigäumshöhe proportional, während die zeitliche Zunahme b der Abbremsung im wesentlichen eine Funktion des Abfalles der Luftdichte mit der Höhe ist. Der Koeffizient b ist um so größer je kleiner der vertikale Gradient der Luftdichte ist. Überraschenderweise ergaben die Messungen bei den russischen Satelliten einen wesentlich größeren Koeffizienten b , als er aus den bisherigen theoretischen Modellen, z.B.

Tabelle 6. Abbremsung einiger Satelliten

Satellit	a (beob.)	a (ber. ARDC 1956)	b (beob.)	b (ber. ARDC 1956)
Sputnik I . . .	0,140 sec/n	0,035 sec/n	0,000080 sec/n ²	0,000040
Sputnik II . . .	0,185	0,046	0,000053	0,000030
Sputnik III . . .	0,050	0,012	0,0000065	0,0000035
Explorer I . . .	0,034	0,0034		
Vanguard I . . .	0,0017	0,00005		

dem ARDC-Modell 1956 folgt [20], [24] (Tabelle 6). Auch der Koeffizient a und damit die Dichte in den Perigäumshöhen war größer als früher angenommen worden war [25] bis [29].

b) Die Ausbreitung der Satellitensignale

Die innerhalb und oberhalb der Ionosphäre kreisenden Satelliten mit ihren Radiosendern gaben zum ersten Mal die Möglichkeit, die Ionosphäre auch oberhalb des Maximums der F_2 -Schicht in etwa 300 km Höhe durch das Studium der Ausbreitung von Radiowellen intensiver zu erforschen. Denn von Bodenradiostationen ausgehende Signale werden entweder schon an der Unterseite der F_2 -Schicht reflektiert oder verschwinden im Weltraum. Allerdings bot vor den Erdsatelliten die Beobachtung von „Radiosternen“ und von Radarechos vom Mond eine gewisse Ergänzung. Doch weisen einmal Radiosterne ein kompliziertes Frequenzspektrum auf und zum anderen ändert in beiden Fällen die Strahlungsquelle ihren Standort am Himmel für einen Beobachtungsort nur langsam. Mit Hilfe der schnell fliegenden Satelliten ist dagegen eine weltweite zeitlich wie räumliche Abtastung der Ionosphäre bequem möglich. Eines der ersten auffälligen Ergebnisse der Signale der ersten russischen Erdsatelliten auf 20 und 40 MHz war ihre große Hörbarkeit weit jenseits des optischen Horizonts. In Extremfällen konnten Sputnik I im Herbst 1957 von einer Station aus während eines ganzen Bahnlaufes beobachtet werden [17]. Für die Deutung dieser über großen Reichweite ist die Tatsache wichtig, daß nach Radiopeilungen im allgemeinen immer nur eine wohldefinierte Wellenfront empfangen wurde. Die Richtung derselben stimmt im Durchschnitt recht gut mit der aus den geometrischen Bahndaten folgenden überein, wie Abb. 9 demonstriert [22]. Bei diesem Beispiel

konnten die Satellitensignale schon bei einer Entfernung von 14000 km aufgefaßt werden, als der Satellit über der Westküste von Patagonien stand. Die Ausbreitung der Wellen erfolgte demnach eng dem Großkreis zwischen dem jeweiligen Standort des Satelliten und der Empfangsstation. Dies macht eine Wellenführung in der Ionosphäre wahrscheinlich [30]. Da die Überreichweiten auch beobachtet wurden, wenn die Satelliten hoch oberhalb der Ionosphäre sich befanden, mußten die von ihnen ausgehenden Radiosignale auch bei schrägem Einfall in die Ionosphäre hineingebrochen werden. Dieses Verhalten unterscheidet sich grundsätzlich von dem bei Bodenradiostationen beobachteten. Bei ihnen trifft bei den obigen

Empfangsort bewirkt wird. Die durch sie verursachte Frequenz dieser Faraday-Fadings f_{Fa} ist gegeben durch:

$$f_{Fa} = \frac{dN_e}{dt} \frac{f_H \cdot \cos \theta}{f^2} \frac{e^2}{2\pi c \cdot m}$$

Dabei ist f_H wieder die Gyrofrequenz der Elektronen im Magnetfeld der Erde, f die Satellitenfrequenz, θ der Winkel zwischen Bahntangente und magnetischen Feldlinien. In der Tat wurden beim Vorbeiflug von Sputnik I auf 20 und 40 MHz auf den Faraday-Effekt zurückzuführende periodische Fadinge mit variabler Periode beobachtet, deren Größe sich nach Gl. (14) umgekehrt zum Quadrat der Frequenz verhielt [18], [33]. Es folgte in einem Fall im Oktober

1957 über Cambridge um 3.30 Uhr eine Gesamtzahl von $2 \cdot 10^{13}$ Elektronen/cm² in der vertikalen Spalte zwischen 100 und 470 km Höhe. Eine Grenzfrequenz der F_2 -Schicht in 470 km Höhe zu $5 \cdot 10^5$ Elektronen/cm³ abschätzen. In einem weiteren Beispiel ergab sich über Ulm ebenfalls im Oktober 1957 in 460 km Höhe eine Elektronendichte von $4 \cdot 10^5$ Elektronen/cm³ [17]. Diese Ergebnisse stimmen in Übereinstimmung mit früheren Messungen des Faraday-Effektes bei der Beobachtung am Mond, aus denen ebenfalls eine größere Gesamtschichtdichte der Elektronen folgte, als einem raschen Abfall der Elektronendichte mit der Höhe entsprechen würde.

Daneben ließ sich noch aus den Beobachtungen der Satelliten beobachteten unregelmäßigen Fadings und aus den auftretenden Verwerfungen der Periode

nähere Details über die räumlichen Inhomogenitäten der Ionosphäre gewinnen [17].

3. Zusammensetzung und Aufbau der Exosphäre

Faßt man die mit den verschiedenen Methoden erhaltenen Resultate zusammen, so ergibt sich für die Elektronendichten in den äußersten Schichten der Atmosphäre das folgende Bild:

Bei Whistlern, deren Bahnen 10000 km in der Höhe herausreichen, herrschte im Mittel nach den beobachteten Zeitdispersionen eine durchschnittliche Elektronendichte von 400 Elektronen/cm³ längs der Whistlerbahn [4]. Weitere Messungen an den Spaltungskomponenten eines einzelnen Whistlers auf Elektronendichten von $5 \cdot 10^3$ Elektronen/cm³ in 200 km bzw. mehreren Tausend Kilometern Entfernung schließen. In einem weiteren Beispiel ergab sich am Tag in 1400 km Höhe eine Elektronendichte von $2 \cdot 10^4$ Elektronen/cm³ [12]. Diese Zahlen stehen in guter Übereinstimmung mit den weiter oben aus der Ausbreitung der Satellitensignale folgenden Elektronendichten in größeren Höhen. Sie werden ferner bestätigt durch direkte Messungen mit Raketen und Satelliten. So wurden bei einem schrägen Raketenstart mittels eines Ultrakurzwelleninterferometers in 475 km Höhe eine Elektronendichte von $1 \cdot 10^6$ Elektronen/cm³ gefunden, während in 290 km Höhe $1,8 \cdot 10^6$ Elektronen/cm³

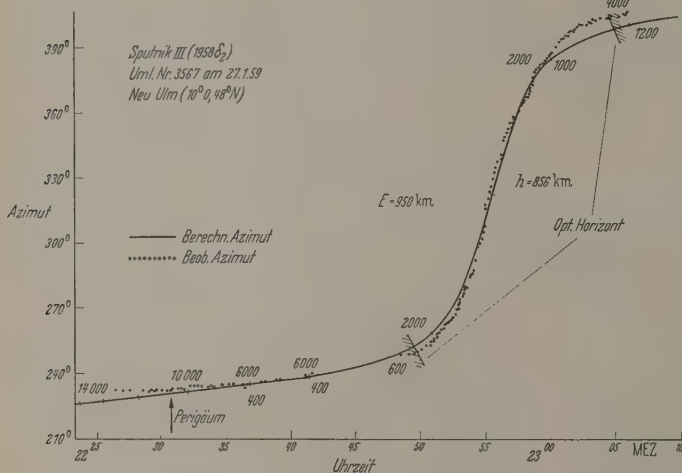


Abb. 9. Fernpeilung von Satelliten auf 20 MHz. (E Entfernung; h Höhe)

Frequenzen bekanntlich eine Reflexion an der Unterseite der Ionosphäre ein, infolge des dort herrschenden großen vertikalen Gradienten des Brechungsindex, der durch den raschen Anstieg der Elektronendichte mit der Höhe bedingt wird (von 80 bis 100 km Höhe etwa um den Faktor 10). Umgekehrt konnte aus der Tatsache, daß in den meisten Fällen die Satellitensignale nicht in den Weltraum reflektiert wurden, geschlossen werden, daß oberhalb des Maximums der F_2 -Schicht die Elektronendichte nur langsam mit der Höhe abnimmt, von 300 bis 500 km Höhe nur auf die Hälfte [23]¹. Diese verhältnismäßig große Elektronendichte auch in größeren Höhen konnte durch die Beobachtung der sog. „Faradayfadings“ bestätigt werden. Infolge des Faraday-Effektes tritt bei den von den Satelliten ausgesandten zum Teil polarisierten Wellen in Richtung der Feldlinien des Erdmagnetfeldes eine Drehung der Polarisationssebene ein (vgl. Abschn. 1). Diese ist proportional zu der zwischen dem Satelliten und der Empfangsstation befindlichen gesamten Elektronenzahl N_e . Letztere ändert sich beim Vorbeiflug eines Satelliten stetig, wodurch eine Drehung der Polarisationssebene der ankommenden Wellen am

¹ Allerdings wurden auch Fälle beobachtet, wo Sputnik III auf seinem nördlichsten Bahnpunkt etwa 30° über dem Horizont der Empfangsstation stand (Neu Ulm) und trotzdem auf 20 MHz unhörbar war. Hier ist eine Reflexion der Wellen oberhalb des Maximums der F_2 -Schicht in den Weltraum anzunehmen infolge einer zu starken Änderung der Elektronendichte mit der Höhe.

[23]. Bei Sputnik III wurde die Dichte der Ionen mittels einer Ionenfalle gemessen. Die Dichte ergab sich in einem Beispiel im Mai 1958 nachmittags in mittleren Breiten in 795 km und in Höhe zu $1,8 \cdot 10^5$ bzw. $5 \cdot 10^5$ Ionen/cm³ [23]. Die hohe Atmosphäre als elektrisch neutral anzunehmen, geben diese Zahlen auch die Elektronendichte. Selbstverständlich sind die bisherigen Angaben der Elektronendichte in der höchsten Atmosphäre sehr spärlich, um zeitliche und räumliche Variationen zu erfassen. Doch scheint als allgemeines Bild zu bestehen, daß die Dichte der Elektronen und Ionen mit der Höhe wesentlich langsamer abfällt als die der ionisierten Luftatome und -moleküle (s. weiter unten), so daß der Ionisationsgrad der Atmosphäre oberhalb des Maximums der F₂-Schicht weiter ansteigt. Er mag im Mittel in 500 und 1000 km Höhe 0,3 bzw. 3% betragen, so daß die Exosphäre mit zunehmender Höhe immer stärker die Eigenschaften eines Plasmas aufweist. Dieses Verhalten ist ganz überraschend. Denn nach neueren Beobachtungen des Zodiakallichtes scheint die interplanetare Materie eine Elektronendichte von 400 Elektronen/cm³ aufzuweisen, d.h. von ebensoviel positiven Protonen, da die ultraviolette Strahlung der Sonne ausreicht, um den interplanetaren Wasserstoff in die Umgebung der Jupiterbahn zu ionisieren. Dieses offensichtliche Ansteigen des Ionisationsgrades in der terrestrischen Exosphäre bis zu der völligen Ionisierung der interplanetaren Materie kann kaum mit direkten Ionisierungsprozessen und die solare Ultraviolett- oder Röntgenstrahlung erklärt werden, da für die letzteren die optische Dichtedicke der Exosphäre und die Verweilzeit der Atome und Moleküle in ihr zu gering sind. Daher ist ein erheblicher Zustrom von ionisierten interplanetarer Materie angenommen worden. Dies folgt aus Beobachtungen der Elektronendichte in der Atmosphäre während der Polarnacht. Diese nimmt in der F-Schicht nicht etwa auf Null ab, sondern weist einen beträchtlichen Wert von $2 \cdot 10^5$ Elektr./cm³ auf. Dieser wird auch durch die neueren Ergebnisse in Übereinstimmung mit der Luftdichte nahegelegt. In Abb. 10 sind sich nach den Satellitenmessungen ergebenden Luftdichten oberhalb von 200 km dargestellt [26]. Sie sind wesentlich größer, als sie früher z.B. nach dem ARDC-Modell vom Jahre 1956 angenommen wurden. Dieses wurde bis zu 200 km Höhe nach Satellitenmessungen festgelegt. Darüber ist es theoretisch unter der Annahme abgeleitet, daß der Energieertrag in die höchste Atmosphäre ausschließlich durch die solare ionisierende Wellenstrahlung erfolgt. Die Temperaturmessungen ergaben sich danach für das ARDC-Modell oberhalb von 400 km zu 1000° K. Nach den Satellitenmessungen nimmt die Luftdichte mit der Höhe nun langsamer ab, d.h. die sog. Skalenhöhe $H(h)$ ist wesentlich größer. Aus ihr läßt sich die Temperatur T ableiten gemäß:

$$\frac{d\rho(h)}{\rho(h)} = - \left(\frac{1}{H(h)} + \frac{dT}{dh} \frac{1}{T(h)} \right) dh. \quad (14)$$

Die neuen Dichteverteilung ergeben sich oberhalb von 500 km Temperaturen von 2000° K. Unter dieser Temperatur ist die gaskinetische Temperatur zu verstehen, die aus der Energie kT eines Freiheits-

grades der nichtionisierten Luftmoleküle oder -atome folgt, die bis 2000 km Höhe sicher den größten Teil der Atmosphäre ausmachen. Von dieser Temperatur sind jedoch die Temperaturen der Ionen und Elektronen zu unterscheiden, da wegen der Seltenheit der Zusammenstöße in der Exosphäre kein einheitlicher Temperaturbegriff der einzelnen Komponenten mehr definiert werden kann. In der Tat konnte aus den bei Sputnik III beobachteten negativen Aufladungen von 2 und 6,4 V in 240 und 795 km Höhe Elektronentemperaturen von 7000 bzw. 15000° K abgeleitet werden [23].

Die höheren Temperaturen der Exosphäre scheinen auch durch einige andere frühere Beobachtungen nahegelegt zu werden. Hier ist zuerst das Heliumproblem

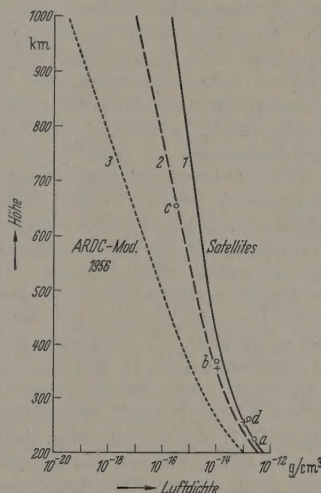


Abb. 10. Luftdichte nach Satellitenmessungen. 1. Russische, 2. amerikanische Satelliten. Die Punkte a, b, c und d beziehen sich auf die Perigeehöhen von Sputnik I, Explorer I, Vanguard I und Explorer IV. Die Kreuze geben direkte Messungen von Sputnik III an. 3. Luftdichte nach ARDC-Modell 1956

zu nennen. Der Heliumgehalt in der Atmosphäre ist wesentlich kleiner, als er nach der Produktion durch den radioaktiven Zerfall sein müßte. Diese wird zu $1 \cdot 10^9$ He-Atome/cm³ sec abgeschätzt [34], [35].

Der Gehalt an Helium in der Erdatmosphäre kann nur durch Entweichen dieses Gases in den Weltraum reduziert werden. Die Anzahl n_{ent} der Atome eines Gases, deren kinetische Energie ausreicht, um das Schwerfeld der Erde zu verlassen, wird gegeben durch:

$$n_{ent} = [n_c] \sqrt{\frac{g(h_c)}{2\pi}} \frac{R+h_c}{H(h_c)} e^{\frac{R+h_c}{H(h_c)}} \left(\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \right) \quad (15)$$

mit $[n_c]$ der Anzahl der Atome/cm³ in der kritischen Höhe h_c . Damit genügend He-Atome entweichen können, muß die Temperatur $T(h_c)$ nach Gl. (15) in der kritischen Höhe um 2000° K betragen (2), [35], [36]. Ferner deutet auch das Auftreten von sonnenbeschienenen Nordlichtern in Höhen bis über 1000 km auf zumindest zeitweilig hohe Temperaturen der Exosphäre hin. Nach der Intensität der dabei ausgesandten negativen Banden des N₂-Moleküls muß eine Dichte von 100 bis 1000 N₂-Moleküle/cm³ angenommen werden was den neuen Dichtemessungen entspricht, während nach dem ARDC-Modell sich ein Wert von nur 2 N₂-Moleküle/cm³ ergibt. In neuester Zeit ist die Rotationstemperatur der negativen Stickstoffbanden

in hohen Nordlichtern gemessen worden, die sich in 300 bis 600 km Höhe zu 2100°K ergab [37]. Allerdings besteht hier das Problem, wie stark die Besetzung der Rotationsterme durch die Anregung selbst beeinflusst wird. Doch scheint dieser Effekt nur klein zu sein nach entsprechenden Laborversuchen mit Protonenstrahlen [38].

Die obigen hohen Temperaturen der äußersten Erdatmosphäre setzen wahrscheinlich einen wesentlich stärkeren Energiezufluß voraus, als sie die solare UV-Strahlung liefern kann. Denn die Atmosphäre oberhalb von 200 km Höhe führt mit den neuen Daten durch Wärmeleitung eine Energiemenge von etwa $0,4 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ in die tieferen Luftschichten ab. Über diesen zusätzlichen Aufheizungsmechanismus ist noch nichts Näheres bekannt. Einmal ist denkbar, daß durch die „eingefrorenen“ Magnetfelder der von der Sonne kommenden Korpuskelwolken in der hohen Atmosphäre elektrische Ströme induziert werden, die eine entsprechende Joulesche Wärme entwickeln [39]. Zum anderen ist an den direkten Zustrom von Korpuskeln (Protonen und Elektronen) zu denken, wie er schon durch die nach oben zunehmende Ionisierung der Exosphäre wahrscheinlich wurde. Diese Korpuskeln können sowohl aus dem allgemeinen interplanetaren Plasma als auch aus direkt von der Sonne kommenden Plasmawolken stammen. Bei Protonen, die mit $3 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$ Geschwindigkeit einfallen, genügt ein Strom von $10^{10} \text{ Protonen/cm}^2 \text{ sec}$, um den obigen Energiebedarf zu decken¹. Es ist ferner bemerkenswert, daß bei Nordlichtern über Fort Churchill, Kanada, (59°N) der Einfall von Elektronen im Energiebereich zwischen 5 und 100 keV beobachtet wurde [41]². Bei Sputnik III wurden zeitweilig starke Elektronenströme beobachtet, die auf die Satellitenwand auftreffend eine nicht unerhebliche Röntgenstrahlung auslösten. In diesem Zusammenhang muß auch der oberhalb von 500 km Höhe beginnende Strahlungsgürtel (Van Allen-Gürtel) genannt werden, der durch die amerikanischen „Explorer“-Satelliten entdeckt worden ist. Er besteht wahrscheinlich vornehmlich aus Protonen mit Energien bis über 40 MeV, die längst der Kraftlinien zwischen den Polen des terrestrischen magnetischen Feldes hin- und herreflektiert werden. Über dem Äquator ist die Intensität der Strahlung in 10000 km Höhe mit 4 Röntgen/Stunde am größten, um nach außen wieder abzunehmen. Nach Messungen mit Sputnik III beträgt der Energiefluß dieser Strahlung $4 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec sr}$ in Höhe um 1000 km [23]. In höheren geomagnetischen Breiten ist der Anteil der energiearmen Teilchen am größten. Hier wurden in 2200 km Höhe 10^5 Teilchen/sec $\text{cm}^2 \text{ sr}$ ge-

zählt mit einem größeren Durchdringungsvermögen als $0,14 \text{ g/cm}^2$. Messungen durch die amerikanischen Mondraketen haben einen komplizierteren Aufbau des Van-Allen-Gürtels ergeben. Danach ist er in Teilgürtel aufgespalten in 4000 bzw. 15000 km Entfernung von der Erdoberfläche.

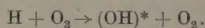
Daß die Aufheizung der höchsten Atmosphäre wesentlich durch den Einfall geladener Korpuskel folgt, wird auch durch die beobachteten meridionalen Unterschiede der Luftdichte oberhalb von 200 km Höhe wahrscheinlich. Nach den neueren Raketenanstiegen scheint dieselbe in höheren Breiten noch wesentlich größer zu sein als in niederen. So ergab am Tag in 59°N (Fort Churchill, Kanada) in 200 km Höhe eine Dichte von $6,7 \cdot 10^{-13} \text{ g/cm}^3$ und in (White Sands New Mexiko) von $1,4 \cdot 10^{-13} \text{ g/cm}^3$. Allerdings ist der letzte Wert in einer Minimumperiode der solaren Aktivität gemessen worden. Die Satellitenergebnisse zeigen dasselbe Verhalten. Nach Abb. 8 nimmt nach den russischen Satelliten (Bahnneigung gegen den Äquator 65°) die Dichte wesentlich langsamer mit der Höhe ab als bei amerikanischen (Bahnneigung 34°). Demnach sind in niederen Breiten oberhalb von 500 km Höhe in niederen Breiten Temperaturen um 1800°K und in höheren um 2500°K zu herrschen. Dieses Temperaturgefälle vom Pol zum Äquator setzt eine stärkere Aufheizung in polaren Breiten voraus, wie sie durch den Einfall von geladenen Teilchen in hohen magnetischen Breiten gegeben ist.

Es ist nicht allzu überraschend, daß die Luftdichte und die Temperatur der höchsten Atmosphäre sich zeitlich sehr variabel erwiesen haben. Durch Raketenanstiege wurde in 200 km Höhe eine ausgesprochene Tag- und Nachtvariation festgestellt, in dem in hohen Breiten (59°N) die Tageswerte bis um den Faktor 2 über den Nachtwerten liegen können [45]. Ferner wurde die Abbremsung der Satelliten markante Schwankungen [26], [46] bis [50]. Sie sind bei verschiedenen Satelliten trotz ihrer unterschiedlichen Bahnlagen beobachtet, so daß die Ursache weltweiten Charakter hat und muß [51], [52]. Sehr wahrscheinlich liegen zeitliche Variationen der Luftdichte zugrunde, die im Mittel in 225 km Höhe etwa 20% und in 650 km Höhe betragen. Den Grund für diese Dichteschwankungen wird man in einer variablen Aufheizung suchen dürfen. Hier ist vor allem an einen verschiedenen starken Einfall von Korpuskeln zu denken, wie er sich schon beim Auftreten von Polarlichtern dokumentiert. Vermutlich besteht eine Korrelation zwischen Schwankungen der Satellitenabbremsung und solaren Aktivität. Denn sowohl die Sonnenfleckenrelativzahl wie auch die Intensität der 10,7 cm Sonnenradiostrahlung zeigen mit den obigen Luftdichteschwankungen einen übereinstimmenden zeitlichen Gang [51], [52]. Daraus folgt, daß Temperatur und Luftdichte wahrscheinlich während eines Sonnenfleckenminimums wesentlich niedriger sein werden zu Zeiten eines Fleckenmaximums.

Schluß

Die in den letzten Jahren erzielten Resultate haben die bisher mehr spekulativen Vorstellungen über den Außenbereich der Erdatmosphäre auf eine gesicherte Basis gestellt. Neben der Entdeckung des Strahlungsgürtels erscheint die Tatsache besonders wesentlich, daß die Exosphäre offenbar in einem regen Austausch

¹ Daß ein Zustrom von extraterrestrischem Wasserstoff in dieser Größenordnung wahrscheinlich ist, folgt auch aus der Bilanz des in der Erdatmosphäre vorkommenden Wasserstoffes. Den sehr starken ultravioletten Banden des OH-Radikals im Nachthimmelslicht liegt sehr wahrscheinlich der folgende Prozeß zugrunde [40].



Aus der Intensität der OH-Banden folgt eine Wasserstoffkonzentration von 10^{-4} in 80 km Höhe. Danach müßte nach Gl. (15) eine Menge von 10^9 bis 10^{10} H-Atome/ $\text{cm}^2 \text{ sec}$ in den Weltraum abdampfen, ein Wert, der um 1 bis 2 Größenordnungen zu groß ist, um durch Photolyse des Wasserdampfes im ultravioletten Sonnenlicht gedeckt werden zu können [24].

² Ferner wurde über Süd-Kanada ein Partikelstrom von 200 Teilchen/sec $\text{cm}^2 \text{ sr}$ in 300 km Höhe mit einem Durchdringungsvermögen zwischen 0,14 und 2 g/ cm^2 beobachtet [42].

der interplanetaren Materie steht. Allerdings sind die bisherigen Ergebnisse noch nicht zu einer systematisierten Analyse aus. Hier versprechen in Zukunft systematische Beobachtungen von künstlichen Satelliten und der Einsatz weiterer Meßraketen und -satelliten die besten Resultate. Besonders interessiert die genaue Zusammensetzung der Exosphäre — z.B. das Verhältnis zwischen ionisiertem und nichtionisiertem Wasserstoff in verschiedener Entfernung von der Erde — die genaue räumliche Verteilung des Strahlungsgürtels, die Elektronendichte usw. Dabei lassen die zeitlichen Variationen dieser Größen in Abhängigkeit von der Sonnentätigkeit näher erfaßt werden. Darüber hinaus verspricht die Beobachtung der äußersten Atmosphäre anderer Himmelskörper (Mond, Venus und Mars einen tieferen Einblick, wie in naher Zukunft durch den Einsatz von Raumstationen möglich sein wird. Fragen wie, warum der Mars der Erde so ähnliche Mars eine praktisch sauerstofffreie Atmosphäre besitzt oder nach der Natur der restlichen Mondatmosphäre, könnten ihre Beantwortung finden.

Es ist hervorzuheben, daß ohne den großen Fortschritt in der elektronischen Meßtechnik das hier Erreichte unmöglich gewesen wäre. Nach den kurzen Bemerkungen kann nur errahnt werden, welcher Aufwand an Entwicklung und Mühe erforderlich ist, um eine Meßrakete oder -satelliten auszurüsten.

Literatur: [1] SPITZER, L.: In the atmospheres of the earth and planets, p. 576. Chicago, Ill.: Chicago University Press 1954. — [2] PAETZOLD, H.K.: Tagungsbuch Physiker, München 1956, S. 63. — [3] BARKHAUSEN, H.B.: Phys. Rev. 40, 401 (1919). — [4] STOREY, L.R.O.: Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A 246, 113 (1951). — [5] BOOKER, H.G.: Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A 150, 207 (1935). — [6] ECKERSLEY, T.L.: Nature, Lond. 135, 104 (1935). — [7] CRARY, J.H., R.A. LUDWIG and R.F. CHASE: J. Geophys. Res. 61, 35 (1956). — [8] STOREY, L.R.: Sci. Amer. 34 (1956). — [9] BREMMER, H.: Spectral radio waves, p. 305. London 1944. — [10] EL-GHAYOURY, J.: J. Atmosph. Terr. Phys. 8, 338 (1956). — [10a] LUDWIG, R.A., J.H. CRARY, J.H. POPE and R.L. SMITH: J. Geophys. Res. 61, 139 (1956). — [10b] STOREY, L.R.: Ann. Phys. 14, 144 (1958). — [11] MARTIN, L.H.: Nature, Lond. 181, 1796 (1958). — [12] DOWDEN, R.L., and G.T. DODD: Nature, Lond. 183, 385 (1959). — [13] HENIZE,

K.G.: IGY Satellite Rep. Nr. 2, 5 (1958). — [14] CAMPBELL, J.R.: IGY Satellite Rep. Nr. 2, 7 (1958). — [15] HYNK, J.A., and F.L. WHIFFLE: IGY Satellite Rep. Nr. 2, 1 (1958). — [16] The staff of the Jodrell Bank Experimental Station: Nature, Lond. 180, 941 (1957). — [17] PAETZOLD, H.K., u. H. ZSCHÖRNER: Telefunkenztg. 31, 100 (1958). — [18] The staff of the Royal Aircraft Establishment: Nature, Lond. 180, 937 (1957). — [19] SRY, J.W.: IGY Satellite Rep. Nr. 3, 17 (1958). — [20] PAETZOLD, H.K.: Raketentechnik u. Raumfahrtforsch. 2, 50 (1958). — [21] PRIESTER, W., u. G. HERGENHAHN: Wiss. AGF Nordrhein-Westf. 8 (1958). — [22] PAETZOLD, H.K.: Raketentechnik u. Raumschiffahrt 3, 45 (1959). — [23] KRASSOVSKY, V.I.: IX. Astronaut. Kongr. Amsterdam 1958. — [24] PAETZOLD, H.K.: Planetary and Space Sci. 1, 115 (1959). — [25] PRIESTER, W., H.K. BENNEWITZ u. P. LENGRISSER: Radiobeobachtungen der ersten künstlichen Erdsatelliten. Köln 1958. — [26] PAETZOLD, H.K., u. H. ZSCHÖRNER: Naturwiss. 45, 485 (1958). — [27] SCHILLING, G.F., and T.E. STERN: IGY Satellite Rep. Nr. 4, 30 (1958). — [28] JASTROW, R.: IX. Astronaut. Kongr. Amsterdam 1958. — [29] WHITNEY, C.A.: XGY Satellite Rep. Nr. 4, 22 (1958). — [30] WOYCE, E.: Nature, Lond. 182, 1362 (1958). — [31] BEER, A., u. H. SIEDENTOPF: Z. Astrophys. 32, 19 (1953). — [32] ELSÄSSER, H.: Z. Astrophys. 33, 274 (1953). — [33] WARWICK, J.W.: IGY Satellite Rep. Nr. 5 (1958). — [34] MAYNE, K.I.: Geochim. et Cosmochim. Acta 9, 174 (1956). — [35] NICOLET, M.: Ann. Géophys. 13, 1 (1957). — [36] BATES, D.R., and M.R.C. McDOWELL: J. Atmosph. Terr. Phys. 11, 200 (1957). — [37] HUNTER, D.M., H.J. KOENIG and A. VALLANIE JONES: Nature, Lond. 183, 453 (1959). — [38] ROESLER, F.L., C.Y. FAN and J.W. CHAMBERLAIN: J. Atmosph. Terr. Phys. 12, 200 (1958). — [39] KRASSOVSKY, V.I.: Planetary and Space Sci. 1, 14 (1959). — [40] BATES, D.R., and M. NICOLET: J. Geophys. Res. 55, 301 (1950). — [41] ALLEN, J. VAN: IGY Rocket Rep. Nr. 1, 159 (1958). — [42] ALLEN, J. VAN, C. McILWAIN u. G. LUDWIG: IX. Astronaut. Kongr. Amsterdam 1958. — [43] ALLEN, J. VAN, G.H. LUDWIG, E.C. RAY and C.E. McILWAIN: IGY Rep. Nr. 3, 73 (1958). — [44] SINGER, F.: IX. Astronaut. Kongr. Amsterdam 1958. — [45] LA GOW, H.E., R. HOROWITZ and J. AINSWORTH: IGY Rocket Rep. Nr. 1, 38 (1958). — [46] JACCHIA, L.G., and R.E. BRIGGS (Smithson. Inst.): Spec. Rep. Nr. 13, 9 (1958). — [47] KING-HELE, D.G.: Nature, Lond. 181, 172 (1958). — [48] WHITNEY, C.A.: IGY Satellite Rep. Nr. 3, 6 (1958). — [49] HERGENHAHN, G.: Naturwiss. 45, 434 (1958). — [50] KING-HELE, D.G.: Nature, Lond. 182, 1409 (1958). — [51] PAETZOLD, H.K.: J. Atmosph. Terr. Phys. 13, (1959) (im Druck). — [52] JACCHIA, L.G.: Nature, Lond. 183, 327 (1958). — [53] BARTELS, J.: Naturwiss. 45, 181 (1958).

Privatdozent Dr. H.K. PAETZOLD,
Max-Planck-Institut für Aeronomie,
Institut für Stratosphärenphysik Weissenau i. Wtbg.

Buchbesprechungen

Frauenfelder, P., u. A. Huber: Einführung in die Physik. 2. Elektrizitätslehre, Wellenlehre, Akustik, Optik. München: Ernst Reinhard 1958. 504 S. u. 697 Abb. DM 28.—

Auch der vorliegende zweite Band dieses neuen Lehrbuches setzt sich dadurch aus, daß zunächst mit großer Sorgfalt die Prinzipien beschrieben werden, auf denen sich die behandelten Gebiete aufbauen. Die Grundbegriffe werden nicht exakt definiert, sondern auch an Hand von experimentellen Gegebenheiten anschaulich und gut verständlich erläutert. Auf diesem Fundament wird dann mit viel pädagogischem Geschick das Gebäude der zahlreichen physikalischen Theorien in durchsichtiger Weise errichtet. In der Elektrizitätslehre haben sich die Verf. in der leidigen Frage des Maßsystems in Anlehnung an die praktische Elektronik für das Giorgi-System entschieden. Der Anfänger durch ständigen Gebrauch so früh als möglich in diesem System sattelfest werden, ein Argument, das sicher viel für sich hat. Auf den reichen Inhalt des konzentriert und durchweg verständlich geschriebenen Buches kann nicht näher eingegangen werden.

Als Beispiel für den weit gespannten Themenkreis sei nur auf die ausführliche Beschreibung der Grundlagen des Abbe-Refraktometers hingewiesen, das unverdienterweise in den meisten Büchern recht stiefmütterlich behandelt wird. Auch die moderne Entwicklung ist gebührend berücksichtigt, was die Stichworte Klystron, Szintillationszähler, Röntgendosimeter und Ferrite andeuten mögen. Das Buch ist in seiner äußeren Aufmachung so ansprechend, daß man gar nicht den Eindruck hat, ein konventionelles Lehrbuch in der Hand zu haben. Zum vertieften Studium der Experimentalphysik kann auch dieser Band bestens empfohlen werden.

W. WADELICH

Pirani, M., u. J. Fischer: Graphische Darstellung in Wissenschaft und Technik. Sammlung Göschel Bd. 728/728 a. Berlin: W. de Gruyter & Co. 1957. 216 S. u. 104 Abb. Geh. DM 4.80.

Die graphische Darstellung erfreut sich insbesondere in Ingenieurkreisen großer Beliebtheit, da sie es auch mathematisch weniger Geübten gestattet, zu berechnende Größen in

einfacher Weise aus Nomogrammen zu entnehmen. Sie bietet weiterhin eine Fülle von Möglichkeiten auch Funktionen von mehreren Veränderlichen bequem und übersichtlich darzustellen. Das hier in der 3. Auflage vorliegende bewährte Bändchen von PIRANI ermöglicht eine einfache rasche Einführung in dieses Gebiet. Kap. I bringt die Darstellung der Abhängigkeit zweier Größen mit unbekannten theoretischen Zusammenhang, Kap. II mit bekannten theoretischen Zusammenhang. Kap. III behandelt die Darstellung der Abhängigkeit von drei und mehr Größen durch Netztafeln, Fluchtlinientafeln bei Parallelkoordinaten und Nichtparallelkoordinaten, sowie durch gewisse Sonderfälle.

Im Anhang findet sich eine Übersicht über die Tafeltypen und die hierdurch darstellbaren Funktionen, sowie ein ausführliches Literaturverzeichnis von 15 Seiten und ein Verzeichnis der Bezugsquellen für Nomogramme und nomographische Hilfsmittel. Das Schlusswort enthält zudem die Richtlinien des AWF Ausschusses Nomographie für die Ausführung und Beschriftung von Nomogrammen. Das Bändchen wird zweifellos auch in der neuen Auflage wie bisher gerne benutzt werden.

J. HEINHOLD

Jenaer Jahrbuch 1957. Jena: Gustav Fischer 1958. 239 S., 115 Abb. u. 6. Tabellen. DM 20.—.

Das Jenaer Jahrbuch 1957 bringt wieder eine Reihe schöner Arbeiten aus dem Gebiet der technischen Optik im weitesten Sinn. Sie beginnt mit geometrisch-optischen Fragen wie die der günstigsten Verzeichnung bei Feldstechern, den Unterschieden zwischen Brillenhaftglas und Fernrohrbrillen, die Spiegelung und das Schattenbildverfahren. Einen physiologisch optischen Einschlag haben Aufsätze über die Messung der lichttechnischen Stoffkennzahlen und die Verwendung von Interferenzfiltern beim Farbersehen. Dann kommen rein physikalische Themen wie die lichtelektrische Richardson-Gleichung, Wellen in Medien veränderlicher Brechzahl und der Polierprozeß. Eine längere Abhandlung über das Mikroskop im chemischen Labor zeigt, wie man bereits aus der Form mikroskopischer Kriställchen und ihrer Doppelbrechung viele Stoffe erkennen kann.

G. JOOS

Handbuch der Physik. Hrsg. von S. FLÜGGE. Bd. XLV: Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik II. Mitherausgeber E. CREUTZ. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958. Mit 293 Fig., VII, 544 S. Geb. DM 128.—.

Der vorliegende Band ist den Nachweismethoden der Kernphysik gewidmet und enthält Kapitel über: Ionisationskammern; Geiger-Zählrohre; Szintillations- und Cerenkov-Zähler; Proportionalzähler; Koinzidenzmethode; Wilsonsche Nebelkammer; Bläschenkammer; Kernemulsionen; Neutronennachweis im normalen und im besonders hohen Energiegebiet. Man mag sich wundern, daß ein ganzer Band für einen solchen speziellen Zweck notwendig ist, während noch vor 25 Jahren das Buch von RUTHERFORD, CHADWICK und ELLIS genügte, um dem Leser die Kernphysik einschließlich aller experimenteller Methoden fast erschöpfend zugänglich zu machen. Wenn man aber weiß, wie ungeheuer ausgedehnt die hoffnungslos zerstreute Literatur über experimentelle Methoden ist, und wenn man in allen Kapiteln sieht, wieviel für den Experimentator wichtige Erkenntnis in diesen Jahren gewonnen worden ist, dann wird man sehr glücklich sein über diese Darstellungen, die es der jetzigen Generation leicht machen werden, bei ihrer Arbeit alle früheren Erfahrungen nützlich zu verwerten, zumal alle Kapitel (durchwegs in Englisch) von kompetenten Fachleuten verfaßt sind. Das Buch ist eine Freude für den Experimentalphysiker. Wenn noch ein Wunsch offenbleibt, dann scheint er uns folgender zu sein: Der Strahlennachweis endet nicht mit dem Detektor. Wenn man etwa das Kapitel über die Koinzidenzmethode ergänzt hätte durch das Thema „Verstärken, Messen und Zählen von Ladungspulsen“, so wäre eine einheitliche und in der Literatur sonst fehlende Darstellung der Nachweisschaltungen und ihrer Probleme (man denke etwa an das Rauschen) möglich gewesen, während man jetzt auf in den Kapiteln zerstreute und nicht sehr vollständige Angaben angewiesen ist.

H. MATER-LEIBNITZ

Messen und Regeln in der Chemischen Technik. U. Mitwirkung zahlreicher Fachwissenschaftler herausgeg. J. HENGSTENBERG, B. STUMM und O. WINKLER. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1957. 1. Aufl. XIX, 1261 S., 1331 Abb. Geb. DM 146.—.

Das Werk entstammt dem Plan der NAMUR (Normierungsgemeinschaft für Meß- und Regeltechnik in der chemischen Industrie), eine zusammenfassende Darstellung Betriebskontrolltechnik in der chemischen Industrie (im weitesten Sinn) herauszubringen. Sie soll dem Fachmann als Nachschlagewerk zur Orientierung in ferner liegenden Gebieten, Neuling zur Einführung dienen, ausführlicher gesagt, die richtige Auswahl aus der großen Zahl von Angeboten an Geräten treffen lassen. Das Werk ist damit für die Verbräucher von technischen Meß- und Regelgeräten, nicht Laborgeräten geschrieben.

Der Stoff wird in 9 Kapiteln abgehandelt:

1. Temperaturmessung;
2. Mengen-, Durchfluß- und Standmessung mit Absichten über Wägevorgänge — Volumenzählung — Durchflußmeßtechnik — Dosierverfahren — Standmessung;
3. Druck- und Differenzdruckmessung mit Begriffen,heiten, Bereiche — Unmittelbare Druckmessung — Mittlere Druckmessung — Druckentnahme und Druckübertragung — Druckwandler;
4. Physikalische Analysenverfahren mit Optischen Meßgeräten — Gasanalyse auf Grund des Paramagnetismus — Stoffanalyse durch Messung der Dichte — Gasanalyse durch Messung des Wärmeleitvermögens — Analysenverfahren mit Messung der Wärmetönung bei einer chemischen Reaktion — Volumetrische Analysenverfahren — Stoffanalyse durch Messung der elektrolytischen Leitfähigkeit — Feuertemperaturmessung;
5. Elektrochemische Meßmethoden mit Grundlagen pH-Messung — Meßfühler — Anpassung und temperaturabhängige pH-Messung — Technische Ausführung und Überwachung von pH-Wert-Meßanlagen — Technische Messung von Redoxpotentials — Weitere elektrochemische Analysenverfahren;
6. Spezielle Betriebsmeßverfahren mit Viskositätsmeßverfahren — Dickenmeßverfahren — Drehzahlmessung — Schwingungsmessung;
7. Regelungstechnik mit Praxis der Regelungstechnik — Amerikanische und englische Reglertypen — Mathematische Grundlagen der Regelungstechnik;
8. Vorschriften und Hilfsmittel für Planung und Betrieb von Meß- und Regelanlagen mit Explosionsschutz in der chemischen Technik — Diagrammpapiere, Uhrwerke, Synchronantriebe, Versorgungseinrichtungen, Fernübertragungen, Signalanlagen und Bedienungsstände — Schaltbilder und Symbole;
9. Zur Organisation der Betriebskontrolle mit Betriebskontrollen als technischer Hilfsbetrieb — Auswertung der Ergebnisse für Betriebsabrechnungs- und Bilanzzwecke.

Ein Sachverzeichnis von 14 Seiten beschließt den Band. Es stellt insofern einen schwachen Punkt des Werkes dar, da es so knapp gehalten ist, besonders wenn man den Nachschlagcharakter des Werkes bedenkt. (Im Kapitel „Viskosimetrie“ sind dazu noch die Seitenzahlen vertauscht).

Ansonsten kann aber den 31 Verfassern der Einzelbeiträge die durchwegs jahrelange Praxis auf ihren Spezialgebieten besitzten, für diese wertvolle Gemeinschaftsarbeit nur Lob zollt werden. Nicht zuletzt auch den drei Herausgebern haben als qualifizierte Physiker und Meßtechniker nicht dafür gesorgt, daß die Beiträge sachlich aufeinander abgestimmt wurden, sondern daß auch ihre Gliederung dem Leser ein schnelles Zurechtfinden erlaubt. Dabei bleibt die Darstellung immer erfreulich einfach und klar. Die Kapitel werden mit physikalischen Grundlagen eingeleitet, daraus ergeben sich die prinzipiellen Meßmöglichkeiten mit Bauelementen Konstruktionsprinzipien, auf die typische Beispiele von technischen Ausführungsformen folgen. Die Wiedergabe der Einzelanordnungen geschieht überwiegend in Schemazeichnungen, so daß man das eine oder andere nichtssagende Foto getrost weglassen kann. Die Ausstattung entspricht Springer's Qualität.

F. PATSCH